



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV PROCESNÍHO A EKOLOGICKÉHO
INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF PROCESS AND ENVIRONMENTAL ENGINEERING

VÝPOČTOVÁ PREDIKCE CHARAKTERISTICKÝCH PARAMETRŮ PROCESU SPALOVÁNÍ

CALCULATION PREDICTION OF CHARACTERISTIC PARAMETERS OF COMBUSTION PROCESS

DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Bc. MIROSLAV TÁBORSKÝ

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

doc. Ing. ZDENĚK JEGLA Ph.D.

BRNO 2012

Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství

Ústav procesního a ekologického inženýrství

Akademický rok: 2011/12

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

student(ka): Bc. Miroslav Táborský

který/která studuje v **magisterském studijním programu**

obor: **Procesní inženýrství (3909T003)**

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

Výpočtová predikce charakteristických parametrů procesu spalování

v anglickém jazyce:

Calculation prediction of characteristic parameters of combustion process

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Práce je zaměřena na popis, vypracování a aplikaci matematického modelu pro predikci hlavních charakteristických parametrů procesu spalování ve spalovací komoře zkušebny hořáků.

Cíle diplomové práce:

Cíle práce jsou tyto:

- a) popsát, vypracovat a aplikovat matematický modelu pro predikci hlavních charakteristických parametrů procesu spalování ve spalovací komoře pro konkrétní případ;
- b) porovnat dosažené výsledky s naměřenými daty;
- c) posoudit vypovídající schopnost výpočtového modelu.

Seznam odborné literatury:

- 1) Hewitt, C.H., Shires, G. L., and Bott, T. R., Process Heat Transfer, Begell House, New York, 1994.
- 2) VDI, Wärmeatlas, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf., 1984.

Vedoucí diplomové práce: doc. Ing. Zdeněk Jegla, Ph.D.

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2011/12.

V Brně, dne 21.11.2011 16:24



prof. Ing. Petr Stehlík, CSc.
Ředitel ústavu



prof. RNDr. Miroslav Doupovec, CSc.
Děkan

Abstrakt

Práce je zaměřena na výpočtovou predikci charakteristických parametrů procesu spalování ve spalovací komoře zkušebny hořáků pomocí matematického modelu. V práci jsou uvedeny základní teoretické poznatky potřebné pro popis sdílení tepla v procesních spalovacích zařízeních, na jejichž základě je sestaven model pístového toku (z anglického *Plug – Flow Furnace Model*) určený pro vyhodnocení velikostí přenášených měrných tepelných toků v procesních trubkových pecích. Tento model je následně upraven a adaptován na spalovací komoru zkušebny hořáků. Dosažené výsledky jsou porovnány s naměřenými daty, na jejichž základě je posouzena vypovídající schopnost výpočtového modelu.

Abstract

The present thesis is focused on calculation prediction of characteristic parameters of combustion process in combustion chamber which is installed at burners testing laboratory. In the thesis basic theoretical knowledge needed for description of heat transfer in process combustion equipment are given. The Plug Flow Furnace Model is based on this knowledge. This model is used to evaluation of specific heat flux in tube furnaces. In the next step the Plug – Flow model is modified and adapted on the combustion chamber. Obtained results are compared with a measured data. By this comparison quality of this model is assessed.

Klíčová slova

Sdílení tepla, spalovací komora, měrný tepelný tok, model pístového toku, matematický model.

Keywords

Heat exchange, combustion chamber, specific heat flux, Plug – Flow Furnace Model, calculation prediction.

Bibliografická citace

TÁBORSKÝ, M. *Výpočtová predikce charakteristických parametrů procesu spalování*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2012. 65 s. Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Zdeněk Jegla, Ph.D.

Prohlášení o původnosti

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci vypracoval samostatně pod vedením doc. Ing. Zdeňka Jegli Ph.D. a že všechny použité literární zdroje jsem správně a úplně citoval.

Poděkování

Děkuji tímto vedoucímu mé diplomové práce doc. Ing. Zdeňku Jeglovi Ph.D. za odborné vedení a za množství cenných rad a připomínek, bez kterých bych tuto práci nemohl dokončit.

Obsah

Seznam symbolů	11
1. Úvod.....	17
1.1. Řešená problematika.....	17
1.2. Nástroje pro analýzu spalovacího procesu	18
1.3. Zaměření práce	18
2. Základní mechanismy sdílení tepla.....	19
2.1. Sdílení tepla vedením.....	19
2.1.1. Sdílení tepla vedením v pevných tělesech v ustáleném stavu	20
2.2. Sdílení tepla konvekcí	21
2.3. Tepelná radiace.....	22
2.3.1. Absolutně černé těleso	22
2.3.2. Intenzita záření.....	24
2.3.3. Záření reálných povrchů.....	25
2.3.4. Ozářené reálné povrchy	25
2.3.5. Kirchhoffův zákon.....	27
2.3.6. Tvarový faktor.....	28
2.3.7. Záření mezi odrazivými povrchy	29
2.3.8. Absorpce a emise záření v plynech	29
3. Přenos tepla v procesních pecích.....	31
3.1. Tepelná bilance pece	31
3.2. Horké plyny jako zdroj tepla.....	33
3.3. Plocha výměny tepla	33
3.4. Vliv geometrie trubkového systému	35
4. Model pístového toku.....	36
4.1.1. Ilustrující případ použití modelu pístového toku	38
5. Adaptace modelu pístového toku na spalovací komoru ÚPEI.....	41
5.1. Spalovací komora ÚPEI.....	41
5.2. Model pístového toku pro spalovací komoru ÚPEI.....	42
5.3. Vstupní data a výpočet parametrů spalování	47
6. Srovnání obdržených výsledků s naměřenými daty	53
6.1. Dosažené výsledky v konkrétních případech	53
6.2. Vliv volby vstupních parametrů	56
6.2.1. Vliv emisivity.....	56
6.2.2. Vliv teploty stěn na straně vody	57

6.2.3. Vliv stupňů vyhoření paliva	58
6.3. Zhodnocení výsledků.....	59
7. Závěr	61
Seznam použité literatury	63
Přílohy	65

Seznam symbolů

symbol	jednotka	význam
a_λ	[–]	absorpční konstanta
A	[m ²]	plocha
A	[–]	konstanta Antoineovy rovnice (5.16)
A	[–]	konstanta mocninného rozvoje (5.38)
A_1	[m ²]	velikost povrchu plochy 1
A_2	[m ²]	velikost povrchu plochy 2
A_t	[m ²]	velikost povrchu teplosměnné plochy
B	[–]	konstanta Antoineovy rovnice (5.16)
B	[–]	konstanta mocninného rozvoje (5.38)
c	[m·s ⁻¹]	rychlost světla ve vakuu
cp	[kJ·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	měrná tepelná kapacita
c_{pg}	[kJ·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	měrná tepelná kapacita kouřových plynů
$cp_{N_2, Ar, CO_2, O_2, H_2O}$	[kJ·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	měrná tepelná kapacita N ₂ , Ar, CO ₂ , O ₂ , H ₂ O
$C_{N_2, Ar, CO_2, O_2, H_2O}$	[–]	koncentrace N ₂ , Ar, CO ₂ , O ₂ , H ₂ O ve vzduchu
C	[–]	konstanta mocninného rozvoje (5.38)
C	[–]	konstanta Antoineovy rovnice (5.16)
d	[m]	průměr kanálu
D	[–]	konstanta mocninného rozvoje (5.38)
D_k	[m]	vnitřní průměr spalovací komory
E	[–]	konstanta mocninného rozvoje (5.38)
E	[W·m ⁻²]	energie emitovaná jednotkou plochy

symbol	jednotka	význam
E	[W]	celková vyzářená energie
E_1	[W]	celková vyzářená energie z plochy 1
E_2	[W]	celková vyzářená energie z plochy 2
E_b	[W]	celková vyzářená energie černým tělesem
E_λ	[W·m ⁻³]	monochromatická emisní energie
E_b	[W·m ⁻²]	energie emitovaná jednotkou plochy černého tělesa
F	[-]	tvarový faktor
g	[m·s ⁻²]	gravitační zrychlení
G	[W]	celková dopadající energie
G	[kg·m ⁻² ·s ⁻¹]	hmotnostní tok spalín vztažený na plochu průřezu
G_1	[W]	celková dopadající energie na plochu 1
G_2	[W]	celková dopadající energie na plochu 2
G_r	[W]	odražená energie
G_a	[W]	absorbovaná energie
G_t	[W]	přenesená energie
h	[J·s]	Planckova konstanta
hf	[W·m ⁻³]	lokální objemový příkon
H	[%]	hmotnostní procento vodíku v palivu
I	[W·m ⁻²]	intenzita záření
I_b	[W·m ⁻²]	intenzita záření černého tělesa
J	[W·m ⁻²]	radiosita
J_1	[W·m ⁻²]	radiosita plochy 1
J_2	[W·m ⁻²]	radiosita plochy 2
K_{Ta}	[-]	korekční faktor teploty

symbol	jednotka	význam
K_g	[-]	koeficient vlastností spalin
L	[m]	chrakteristický rozměr
L	[m]	délka spalovací komory
L_0	[m]	střední délka paprsku
L_b	[m]	střední délka paprsku
L_s	[m]	délka sekce komory
LHV_{paliva}	[$\text{kJ} \cdot \text{m}_\text{N}^{-3}$]	výhřevnost paliva
LHV	[$\text{kJ} \cdot \text{m}_\text{N}^{-3}$]	výhřevnost metanu
m	[-]	vlhkost paliva
$m_{\text{N}_2, \text{Ar}, \text{CO}_2, \text{O}_2, \text{H}_2\text{O}}$	[$\text{kg} \cdot \text{h}^{-1}$]	hmotnostní tok N_2 , Ar, CO_2 , O_2 , H_2O
$M_{\text{N}_2, \text{Ar}, \text{CO}_2, \text{O}_2, \text{H}_2\text{O}}$	[$\text{kg} \cdot \text{kmol}^{-1}$]	molární hmotnost N_2 , Ar, CO_2 , O_2 , H_2O
M_f	[$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$]	hmotnostní tok spaleného paliva
M_g	[$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$]	hmotnostní tok kouřových plynů
n	[-]	součinitel přebytku vzduchu
p	[Pa]	parciální tlak
p_{atm}	[kPa]	atmosférický tlak
p^0	[kPa]	tlak nasycených par
pp	[atm]	parciální tlak
P	[m]	obvod radiační komory
P	[W]	teplo uvolněné spálením paliva
q	[$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]	měrný tepelný tok
q_1	[$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]	lokální měrný tepelný tok
q_{kon}	[$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]	konvekční měrný tepelný tok
q_r	[$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]	lokální ztrátový měrný tepelný tok stěnami

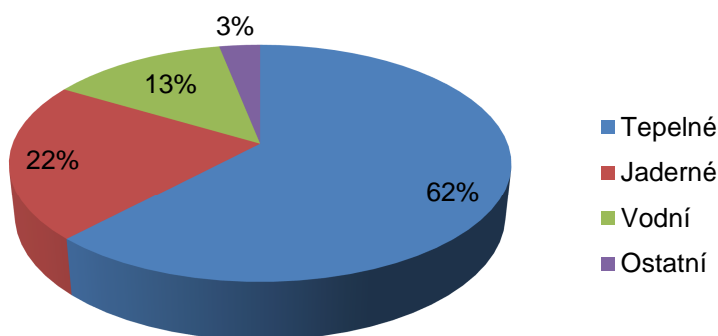
symbol	jednotka	význam
q_{rad}	$[W \cdot m^{-2}]$	radiační měrný tepelný tok
Q_f	$[W]$	teplo uvolněné spálením paliva
Q_g	$[W]$	tepelný tok plochou výměny tepla
Q_l	$[W]$	ztrátový tepelný tok
Q_p	$[W]$	tepelný tok odcházející komínem
$Q_{1 \rightarrow 2}$	$[W]$	tepelný tok mezi plochami 1 a 2
r	$[m]$	poloměr válcové stěny
r_1	$[m]$	poloměr vnitřního pláště válcové stěny
r_2	$[m]$	poloměr vnějšího pláště válcové stěny
R	$[m]$	vzdálenost
sCH_4	$[m_N^3 \cdot h^{-1}]$	hodinová spotřeba metanu
sO_2	$[m_N^3 \cdot h^{-1}]$	hodinová spotřeba kyslíku
stv	$\left[\frac{\%}{100} \right]$	stupeň vyhoření paliva
S	$[m^2]$	plocha průřezu radiační komory
t	$[^{\circ}C]$	teplota spalovacího vzduchu
tCO_2	$[m_N^3 \cdot h^{-1}]$	množství CO_2 vzniklé za hodinu
t_f	$[^{\circ}C]$	teplota kouřových plynů
tH_2O	$[m_N^3 \cdot h^{-1}]$	množství H_2O vzniklé za hodinu
T	$[K]$	teplota
T_a	$[K]$	"pseudoadiabatická" teplota
T_{ak}	$[K]$	korigovaná "pseudoadiabatická" teplota
T_f	$[K]$	teplota kouřových plynů
T_g	$[K]$	teplota proudu horkých plynů
T_e	$[K]$	teplota vnějšího prostředí

symbol	jednotka	význam
dT_g	[K]	změna teploty proudu horkých plynů
T_0	[K]	teplota proudu horkých plynů na vstupu do sekce
T_s	[K]	teplota černého povrchu
T_s	[K]	teplota vnitřní stěny komory
T_{st}	[K]	teplota stěn na straně vody
T_w	[K]	teplota vnitřní stěny komory
T_1	[K]	teplota povrchu 1
T_2	[K]	teplota povrchu 2
u	[m·s ⁻¹]	rychlost proudění tekutiny
U_r	[J·m ⁻² ·K ⁻¹]	součinitel přestupu tepla pro tepel. ztráty stěnami komory
V	[m ³ ·h ⁻¹]	objemový tok spalovacího vzduchu
V_C	[m ³ ·h ⁻¹]	celkový objemový tok
V_{paliva}	[m ³ ·h ⁻¹]	objemový tok paliva
$V_{N_2, Ar, CO_2, O_2, H_2O}$	[m ³ ·h ⁻¹]	objemový tok N ₂ , Ar, CO ₂ , O ₂ , H ₂ O
$w_{N_2, Ar, CO_2, O_2, H_2O}$	[-]	hmotnostní zlomky N ₂ , Ar, CO ₂ , O ₂ , H ₂ O
y	[-]	emisivita v lin. interpolaci
α	[W·m ⁻² ·K ⁻¹]	součinitel přestupu tepla
α	[-]	absorptivita
α_λ	[-]	monochromatická absorptivita
α_g	[-]	absorptivita plynu
β	[K ⁻¹]	součinitel teplotní objemové roztažnosti
δ	[m]	tloušťka stěn komory
ε	[-]	emisivita

symbol	jednotka	význam
ε_{λ}	[-]	monochromatická emisivita
ε_{eff}	[-]	efektivní emisivita povrchu
ε_g	[-]	emisivita plynu
ε_1	[-]	emisivita povrchu
η	[$\text{N} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-2}$]	dynamická viskozita
θ	[rad]	úhel
κ	[$\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$]	Boltzmanova konstanta
λ	[$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]	tepelná vodivost látky
λ	[μm]	vlnová délka záření
ρ	[$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]	měrná hmotnost látky
π	[-]	pí, Ludolfovo číslo
σ	[$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$]	Stefan — Boltzmanova konstanta
$d\Omega$	[sr]	prostorový úhel

1. Úvod

S rozvojem lidstva a zvyšováním populace dochází k neustálému nárůstu jeho energetických potřeb. V posledních stoletích je několik milníků, které přinesly skokové zvýšení těchto potřeb – průmyslová revoluce, rozvoj průmyslu po druhé světové válce a v posledních letech je to především prudký růst asijských a jihoamerických ekonomik. Samozřejmě dochází i k poklesům, ale vždy jenom dočasně, nedávným příkladem je krize v roce 2009, kdy došlo k mírnému poklesu, nicméně dlouhodobý trend je výrazně rostoucí. Drtivá většina energetických potřeb lidstva je pokrývána výrobou tepla a jeho přímého využití nebo jeho přeměny na mechanickou energii případně v dalším kroku na energii elektrickou. Velká část této tepelné energie je získávána pomocí spalování fosilních paliv viz graf 1.1.



Graf 1.1 – Struktura zdrojů pro výrobu elektřiny v zemích OECD (2010) [13].

S růstem spotřeby energie je, díky složení primárních zdrojů, spojen nárůst produkce emisí, konkrétně především oxidů dusíku a oxidů síry, které přispívají ke zhoršování kvality životního prostředí. V důsledku tohoto stavu je vyvíjen tlak na omezení produkce těchto polutantů. Možnosti jak snížit jejich množství jsou v zásadě tři – snížení spotřeby energie, změna energetického mixu a zdokonalení technologií. První z možností je v současnosti vyloučená. Změna celosvětového energetického mixu je momentálně velmi aktuální, nicméně přesně v rozporu se snižováním emisí, jako příklad jmenujme rozhodnutí Německa opustit jadernou energetiku a nedávné odstavení posledního z 50 japonských jaderných reaktorů a jejich nahrazení plynovými a již vyřazenými zdroji, které spalují paliva na ropné bázi. Jedinou možností je tedy zdokonalení technologií využívaných při spalování fosilních paliv. Existují v zásadě dvě cesty jak toho dosáhnout. Prvním způsobem je úprava a čištění vzniklých spalin. Druhou cestou je zdokonalení a zefektivnění spalovacího procesu a předcházení jejich vzniku. Velmi častá je kombinace obou těchto přístupů.

1.1. Řešená problematika

Proces spalování je nejjednodušší způsob získání tepelné energie. Při spalování dochází oxidací paliva k přeměně chemické energie na teplo. Při vývoji spalovacího zařízení jsou často kladeny protichůdné požadavky, na jedné straně je požadována maximální tepelná účinnost, na druhou stranu dochází s rostoucí teplotou k většímu zatížení spalovacího zařízení a k růstu produkovaných emisí, především oxidů dusíku. Mezi hlavní cíle při vývoji spalovacího zařízení patří co největší promíchání paliva se spalovacím vzduchem, které zaručí dokonalé spálení paliva a zároveň vede k menší potřebě spalovacího vzduchu, což je přínosné pro snížení tvorby oxidů dusíku. Dalším z cílů je intenzifikace přenosu tepla a

minimalizace spotřeby paliva využitím odpadního tepla z horkých spalín. Pro splnění všech těchto podmínek je nutná detailní analýza spalovacího procesu [6].

1.2. Nástroje pro analýzu spalovacího procesu

Pro zkoumání procesu spalování jsou v současné době dispozici tři možné přístupy - experimentální výzkum, simulace pomocí výpočtové dynamiky tekutin (CFD) a analytické metody založené na kombinaci obecně platných fyzikálních zákonů a empiricky zjištěných zákonitostí.

Experimentální výzkum je stále nejspolehlivější metoda, která je ale z dostupných možností finančně nejnáročnější a to jak z hlediska stavby tak i provozu experimentálních zařízení. Pomocí experimentů lze získat širokou škálu detailních informací o vlastnostech proudění, chemickém složení, teplotách a jejich prostorovém rozložení. Uvedené veličiny jsou nejčastěji měřeny pomocí optických metod [5,6].

Další metodou jsou simulace založené na výpočtové dynamice tekutin, jejichž rozšíření je spojeno s rychlým rozvojem výpočetní techniky. CFD modely jsou založeny na třech základních zákonech, jimiž jsou fyzikální aspekty proudících tekutin řízeny – zákonem zachování hmoty, druhým Newtonovým zákonem a zákonem zachování energie. Tyto rovnice jsou řešeny numericky převážně metodou konečných objemů. Mezi hlavní výhody CFD patří poskytnutí detailních informací o zkoumaném procesu, rychlost a snížené náklady v porovnání s experimenty, často jsou také jedinou možností jak získat potřebné informace. Hlavními zápory tohoto řešení jsou značná náročnost na odbornost uživatele a v neposlední řadě nutnost vysokého výpočetního výkonu [5].

Analytické metody mohou být velmi efektivním způsobem určování některých parametrů spalování, nicméně jejich nevýhoda spočívá v jejich aplikovatelnosti pouze na konkrétní problém v rámci analýzy spalovacího procesu a nejsou schopny poskytnout komplexní soubor informací, což je na druhou stranu přínosné z hlediska malé složitosti výpočtu.

1.3. Zaměření práce

Práce je zaměřena na popis, vypracování a aplikaci matematického modelu pro predikci charakteristických parametrů spalování ve spalovací komoře zkušebny hořáků ÚPEI. Parametrů charakterizujících proces spalování je velké množství. Na základě dostupnosti experimentálních dat vhodných pro vyhodnocení výsledků získaných pomocí vytvořeného matematického modelu bylo vedoucím diplomové rozhodnuto o zaměření práce na predikci tepelného zatížení stěn spalovací komory při spalování plyných paliv. Práce je rozdělena do několika základních částí v následující logické posloupnosti:

- Rešerše v oblasti mechanismů sdílení tepla
- Volba výchozího matematického modelu a jeho rozbor.
- Adaptace tohoto modelu na spalovací komoru zkušebny hořáků.
- Výpočet konkrétních případů pomocí vytvořeného modelu a porovnání výsledků s naměřenými daty.
- Vyhodnocení dosažených výsledků a posouzení vypovídající hodnoty výpočtového modelu.

2. Základní mechanismy sdílení tepla

Proces sdílení tepla může být definován jako tok energie ve formě tepla mezi zdrojem a příjemcem na základě jejich rozdílných teplot. Směr toku je vždy z místa s vyšší teplotou do místa s nižší teplotou, což je v souladu s druhým zákonem termodynamiky. Výměna tepla v uzavřeném systému probíhá pouze tehdy, pokud je systém v *nerovnovážném stavu* – energie je kontinuálně přiváděna a odváděna. V případě ustálení teplot zdroje a příjemce na stejnou hodnotu dojde k ustavení *rovnováhy*, výměna tepla se zastaví. Velmi častým jevem je *ustálený stav*, teplotní rozdíl se ustálí na konstantní hodnotě. Měřítkem sdílení tepla je měrný tepelný tok q [$W \cdot m^{-2}$]. Tepelná energie je spojena s mikroskopickým pohybem atomů a molekul, takže může být přenášena pouze fyzickým kontaktem – *vedením (kondukcí)* nebo přenosem elektromagnetických vln – *zářením (radiací)*. To platí pro pevné materiály, v nichž jsou atomy a molekuly pevně vázány ve struktuře materiálu. V případě kapalin a plynů je situace poněkud odlišná díky možnosti pohybu atomů a molekul na makroskopické vzdálenosti, míra jejich fyzického kontaktu a tedy sdílení tepla je zásadně ovlivněno režimem proudění dané tekutiny. Proto je definován třetí způsob sdílení tepla – *proudění (konvekce)* [1].

Obvykle se na sdílení tepla podílejí všechny tři mechanismy současně. Velmi často je dominantním způsobem pouze jeden z těchto tří možných, což přináší zjednodušení řešení problému [8].

2.1. Sdílení tepla vedením

Protože se při vedení tepla v pevných látkách, kapalinách a plynech uplatňují odlišné mechanismy, je zde značný rozdíl v hodnotách tepelné vodivosti λ pro různé materiály a skupenství. V pevných látkách je hlavním mechanismem sdílení tepla pohyb volných elektronů, proto jsou elektrické vodiče i dobrými vodiči tepla (λ se řádově pohybuje okolo 100 [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$]). Druhý mechanismus sdílení tepla v pevných látkách je spojen s kmitavým pohybem atomů v atomové mřížce, proto jsou krystalické materiály lepšími vodiči tepla než amorfni látky. V kapalinách jsou mezimolekulární vzdálenosti větší, proto je tepelná vodivost značně redukována v porovnání s pevnými látkami. Tepelná vodivost plynů je nejnižší díky jejich neuspořádaně rozptýleným molekulám, hodnoty λ pod 0,1 [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$] jsou běžné [1].

Sdílení tepla vedením popisuje *Fourierův zákon* [8]:

$$q = -\lambda \cdot \text{grad } t, \quad (2.1)$$

kde q je měrný tepelný tok [$W \cdot m^{-2}$].

λ je tepelná vodivost [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$]. Je to termofyzikální vlastnost materiálu (látky), hodnoty tepelných vodivostí jsou tabelovány. Tepelná vodivost není pro daný materiál konstantní, je závislá na teplotě.

$\text{grad } t$ je gradient teplotního pole – vektor mající opačný směr, než je směr tepelného toku (směr tepelného toku je z teplejšího místa do chladnějšího).

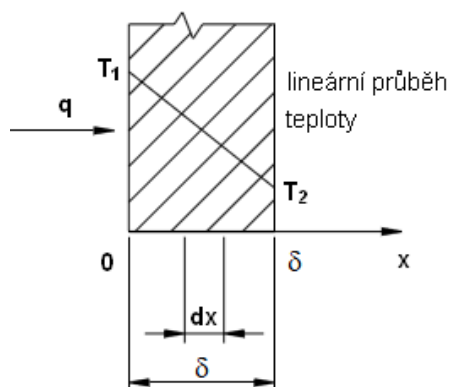
Obecně:

$$\text{grad } t = \frac{\partial t}{\partial n}, \text{ kde } n \text{ je obecná souřadnice.}$$

V praxi v drtivé většině případů postačuje zjednodušení daného problému ve formě jednorozměrné úlohy [8].

2.1.1. Sdílení tepla vedením v pevných tělesech v ustáleném stavu

Vedení tepla rovinnou stěnou (deskou) v ustáleném stavu za předpokladu jednorozměrného vedení tepla znázorňuje obr. 2.1



Obr. 2.1 – Vedení tepla stěnou [4]

Integrací Fourierovy rovnice (2.1) pro zjednodušený případ získáme vztah [8]:

$$q = -\lambda \frac{(T_2 - T_1)}{\delta}, \quad (2.2)$$

kde T_1 a T_2 jsou teploty povrchů stěny [K].

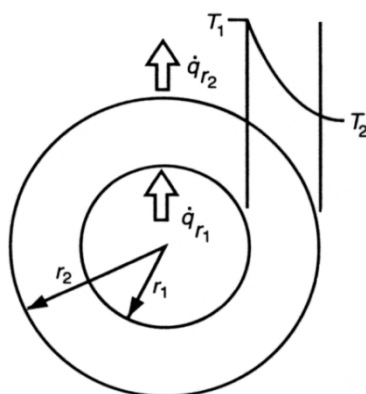
δ je tloušťka stěny [m].

Celkový tepelný tok je potom vyjádřen vztahem [8]:

$$Q = A \cdot q, \quad (2.3)$$

kde A je plocha stěny [m²].

Vedení tepla válcovou stěnou za předpokladu jednorozměrného vedení tepla v ustáleném stavu znázorňuje obr. 2.2.



Obr. 2.2 – Vedení tepla válcovou stěnou [1]

Průběh teplot je přes tloušťku stěny je logaritmický, integrací Fourierovy (2.1) rovnice dostáváme [8]:

$$q = \frac{\lambda \cdot (T_1 - T_2)}{r \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}, \quad (2.4)$$

kde r je poloměr válcové stěny v intervalu od r_1 do r_2 [m].

r_1 je poloměr vnitřního pláště válcové stěny [m].

r_2 je poloměr vnějšího pláště válcové stěny [m].

Celkový tepelný tok je potom vyjádřen vztahem [8]:

$$Q = A \cdot q = \frac{2 \cdot \pi \cdot L \cdot \lambda \cdot (T_1 - T_2)}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}, \quad (2.5)$$

kde L je délka válcové stěny [m].

2.2. Sdílení tepla konvekcí

Sdílení tepla konvekcí probíhá v případě, kdy je proudící tekutina ve styku s pevným povrchem o rozdílné teplotě. Konvektivní přenos tepla je závislý především na pohybu tekutiny, z čehož plyne, že pro řešení konvekce je třeba znát dynamiku tekutin, musí se pracovat s třením v kapalině a s přenosem hmoty. Z těchto podmínek vyplývá fakt, že řešení konvekce je založeno ve velké míře na empirických vztazích, velké množství dat a rovnic vychází z pokusů (experimentů) a korelací jejich výsledků [1].

Rozlišují se dva režimy konvekce – *volná* a *nucená* [1]. Nucená konvekce nastává v případech, kdy je tekutina uváděna do pohybu externím zdrojem, například ventilátor který žene vzduch na chladič. Volná konvekce se uplatňuje v případech, kdy je hnací silou pouze rozdíl teplot tekutiny a pevného objektu. Jako příklad lze uvést vytápění místnosti pomocí teplovodních těles, která mají teplotu vyšší, než je teplota vzduchu v místnosti, v důsledku rozdílných hustot teplého a studeného vzduchu dochází k proudění vzduchu okolo těchto těles.

Základním zákonem sdílení tepla konvekcí je *Newtonův zákon* [1]:

$$q = \alpha \cdot (T_f - T_w), \quad (2.6)$$

kde T_f je teplota tekutiny [K].

T_w je teplota povrchu tělesa [K].

α je součinitel přestupu tepla [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$].

Pro určení součinitele přestupu tepla se využívá řada bezrozměrných kritérií, především [9]:

Reynoldsovo: $Re = L \cdot u_p / \eta$ vyjadřuje poměr třecích a setrvačných sil v proudící tekutině.

Nusseltovo: $Nu = \alpha L / \lambda$ vyjadřuje podobnost přenosu tepla konvekcí v mezní vrstvě tekutiny.

Prandtlovo: $Pr = c_p \cdot \eta / \lambda$ popisuje souvislost mezi hydrodynamickými poměry a podmínkami konvektivního přenosu tepla v tekutině.

Grashofovo: $Gr = L^3 \rho g \beta \Delta t / \eta^2$ popisuje poměr vztlkových a třecích sil v proudící kapalině.

V uvedených bezrozměrných kritériích se vyskytují, kromě dříve uvedených, parametry:

L je charakteristická rozměr, například pro potrubí průměr [m].

ρ je měrná hmotnost tekutiny [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$].

η je dynamická viskozita tekutiny [$\text{N} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-2}$].

u je rychlost proudění [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$].

c_p je měrná tepelná kapacita tekutiny [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$].

g je gravitační zrychlení [$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$].

β je součinitel tepelné objemové roztažnosti tekutiny [K^{-1}].

Δt je rozdíl teplot tekutiny a povrchu tělesa [K].

2.3. Tepelná radiace

Výměna tepla radiací je pro člověka zcela přirozeným jevem díky schopnosti rozeznat malé změny teploty kůže v důsledku absorpce tepelného záření. V elektromagnetickém spektru se je jedná o záření o vlnových délkách od $10^{-1} \mu\text{m}$ do $10^2 \mu\text{m}$, tento rozsah zahrnuje i oblast viditelného světla od 0,4 do 0,7 μm [1].

Většina pevných a velké množství kapalin je pro tyto vlnové délky „neprůhledných,“ takže přes ně nemůže docházet k přenosu energie radiací. Na druhou stranu většina plynů je transparentních – radiační záření nezachycuje, nemůže od něj tedy přijmout žádnou energii.

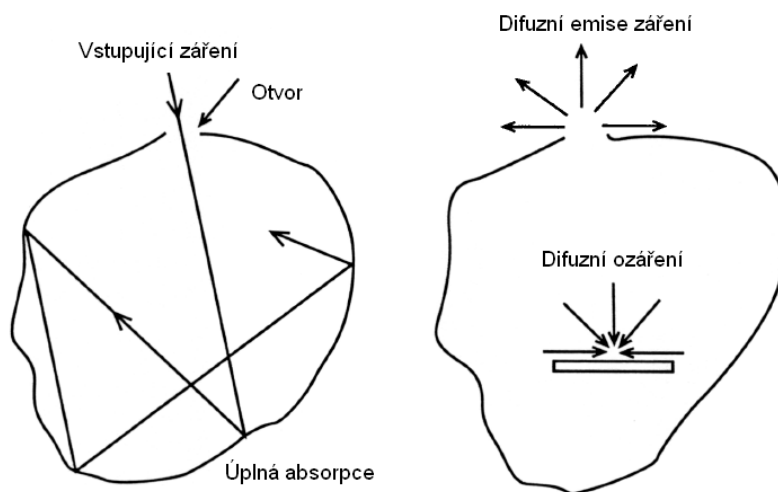
Emise tepelného záření v celém rozsahu vlnových délek a intenzit závisí pouze na teplotě zdroje. Protože je tepelný tok úměrný čtvrté mocnině absolutní teploty, je radiace dominantním mechanismem přenosu tepla při vysokých teplotách, například v pecích a spalovacích komorách [1].

2.3.1. Absolutně černé těleso

Záření absolutně černého tělesa je zavedeno jako standard, se kterým jsou porovnávány reálné povrchy. Absolutně černé těleso je teoretický objekt mající tyto vlastnosti [1]:

- Veškeré dopadající záření je zachyceno bez ohledu na vlnovou délku a směr.
- Spektrální rozložení (změna intenzity v závislosti na vlnové délce) záření absolutně černého tělesa závisí pouze na jeho povrchové teplotě.
- Záření je nezávislé na směru emise, absolutně černé těleso je difúzním zářičem.
- Pro danou povrchovou teplotu nemůže žádný povrch vyzářit více energie než absolutně černý.

Žádný z reálných povrchů nesplňuje všechny tyto podmínky. Nejblíží aproximací je dutina s jednotnou povrchovou teplotou a velmi malým otvorem obr. 2.3. Přestože není vnitřní povrch dutiny absolutně černý, je většina záření vstupujícího do dutiny otvorem absorbována díky kombinaci mnohonásobných odrazů a částečných absorpcí. Záření vycházející otvorem z této dutiny má velmi podobné vlastnosti jako záření černého tělesa, záření uvnitř dutiny je stejné jako záření, které dutinu opouští [1].



Obr. 2.3 – Izotermická dutina s malým otvorem [1]

Množství energie emitované na jednotku plochy v pásmu vlnových délek od λ do $\lambda + d\lambda$ se nazývá monochromatická emisivní energie $E_\lambda [W \cdot m^{-3}]$, je dána Planckovým distribučním zákonem [1]:

$$E_\lambda = \frac{a}{\lambda^5 \cdot \left(e^{\frac{b}{\lambda \cdot T}} - 1 \right)}, \quad (2.7)$$

kde $a = 2 \cdot h \cdot c^2 = 3,74 \cdot 10^{-15} \text{ W} \cdot \text{m}^2$

$$b = \frac{h \cdot c}{\kappa} = 1,439 \cdot 10^{-12} \text{ m} \cdot \text{K}$$

$$h = \text{Planckova konstanta} = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

$$c = \text{rychlost světla} = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$\kappa = \text{Boltzmanova konstanta} = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$$

Intenzita záření roste s teplotou, za dané teploty T je maximální hodnota intenzity dosažena na vlnové délce $\lambda_m [\mu\text{m}]$, tato závislost je vyjádřena vztahem [10]:

$$\lambda_m = \frac{2898}{T}. \quad (2.8)$$

Pro viditelné spektrum je dosahováno maximální intenzity záření při teplotě černého tělesa rovnající se 5 800 K. To odpovídá povrchové teplotě Slunce.

Celkovou energii emitovanou jednotkou plochy E [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$] získáme integrací E_λ v celém rozsahu vlnových délek. Takto vypočtená energie odpovídá energii vypočtené z klasického Stefan – Boltzmannova zákona [1]:

$$E = \sigma \cdot T^4, \quad (2.9)$$

kde σ je Stefan – Boltzmannova konstanta, $\sigma = 5,670 \cdot 10^{-8}$ [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$].

2.3.2. Intenzita záření

Stefan – Boltzmannův zákon umožňuje výpočet celkové energie emitované povrchem, nicméně pro praktické účely je potřeba pracovat s radiací mezi dvěma a více povrchy, proto se zavádí tzv. *intenzita radiace* I [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$]. Jednoduchý případ radiace mezi dvěma plochami je znázorněn na obr. 2.4. Velikost energie přenesené zářením z dA_1 ve směru dA_2 je úměrná kolmému průmětu dA_1 do spojnice dA_1 a dA_2 . Totéž platí i naopak. Intenzita radiace je dle [1] definována jako konstanta úměrnosti:

$$dQ = I \cdot \frac{dA_1 \cdot \cos\theta_1 \cdot dA_2 \cdot \cos\theta_2}{R^2}. \quad (2.10)$$

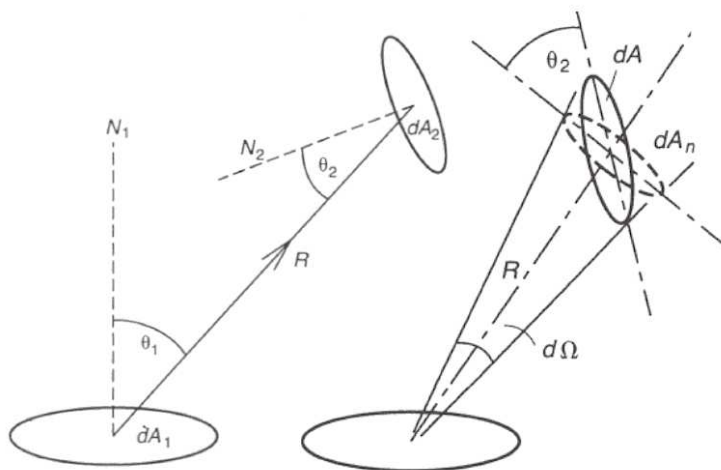
Prostorový úhel $d\Omega$ [sr] kolmému průmětu dA_1 do dA_2 je definován jako [1]:

$$d\Omega = \frac{dA_2 \cdot \cos\theta_2}{R^2}. \quad (2.11)$$

Intenzita záření I je potom poměr emitované energie z jednotky plochy normální na směr záření na jednotku prostorového úhlu [1]:

$$I = \frac{dq}{\cos\theta_1 \cdot d\Omega}. \quad (2.12)$$

Tento vztah se nazývá Lambertův zákon.



Obr. 2.4 – Záření mezi dvěma povrchy

Integrací Lambertova zákona přes polokouli vztýčenou nad rovinou plochého zářiče získáme celkovou vyzářenou energii. V případě difuzního zářiče (intenzita záření nezávislá na směru) je potom vyzářená energie $E [W]$ [1]:

$$E = \pi \cdot I. \quad (2.13)$$

2.3.3. Záření reálných povrchů

Intenzita záření reálného tělesa je za dané teploty vždy menší než ekvivalentního černého tělesa. Proto se zavádí *emisivita* [-]:

$$\varepsilon = \frac{I}{I_b}, \quad (2.14)$$

kde I je intenzita záření reálného tělesa a I_b je intenzita záření ekvivalentního černého tělesa [1].

Emisivita reálného povrchu je závislá na teplotě, vlnové délce a směru. Pro dostatečnou přesnost většiny inženýrských aplikací lze zanedbat vliv směru, zavádí se *celková monochromatická emisivita* [1]:

$$\varepsilon_\lambda(\lambda, T) = \frac{I_\lambda(\lambda, T)}{I_{b_\lambda}(\lambda, T)} = \frac{E_\lambda(\lambda, T)}{E_{b_\lambda}(\lambda, T)}. \quad (2.15)$$

Integrací přes všechny vlnové délky a směry získáme *celkovou emisivitu* [1]:

$$\varepsilon(T) = \frac{E(T)}{E_b(T)}. \quad (2.16)$$

V praxi jsou rozlišovány tři druhy povrchů [7]:

- černé těleso, pro které platí $\varepsilon_\lambda = \varepsilon = 1$ [-]
- šedé těleso, pro které platí $\varepsilon_\lambda = \varepsilon =$ konstanta menší než jedna [-]
- selektivní zářič, pro který se emisivita v závislosti na vlnové délce.

U kovů je emisivita velmi ovlivněna finální úpravou povrchu, vysoce leštěné kovy mají velmi nízké emisivity [1].

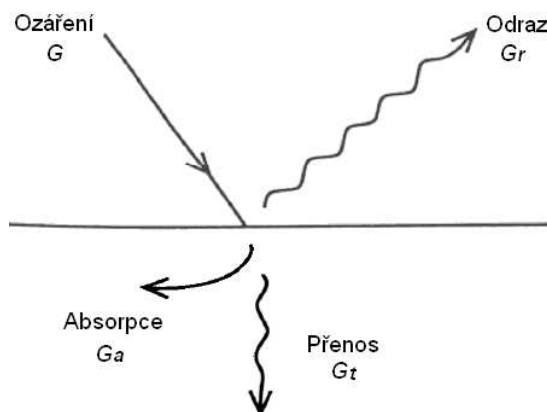
2.3.4. Ozáření reálné povrchy

Celková energie dopadající na povrch ze všech směrů se nazývá celkové ozáření $G [W]$. Pokud je intenzita záření dopadajícího na plochu nezávislá na směru, je plocha ozářena difuzně [1]:

$$G = \pi \cdot I_r. \quad (2.17)$$

Podobnost mezi rovnicemi pro záření o ozáření je dána symetrií jednoduchého popisu pro záření mezi dvěma tělesy daného rovnicí (2.9). Celkové ozáření G je analogické s celkovou emitovanou energií E [1].

Záření dopadající na reálný povrch není absorbováno úplně, část záření je odražena, a pokud není povrch úplně neprůhledný, část záření prochází skrz viz obr. 2.5 [1].



Obr. 2.5 – Absorpce, odraz a přenos [1]

Energetické toky na obr. 2.5 jsou reprezentovány:

- G je celková dopadající energie [W].
- G_r je odražená složka [W].
- G_a je absorbovaná složka [W].
- G_t je přenesená složka [W].

$$G = G_a + G_r + G_t$$

Část záření, která je povrchem zachycena je definována jako *absorptivita* [-]:

$$\alpha = \frac{G_a}{G}. \quad (2.18)$$

Odražená část záření je popisována *odrazivostí* [-]:

$$\varrho = \frac{G_r}{G}. \quad (2.19)$$

Část záření procházející povrchem je popsána *prostupností* [-]:

$$\tau = \frac{G_t}{G}. \quad (2.20)$$

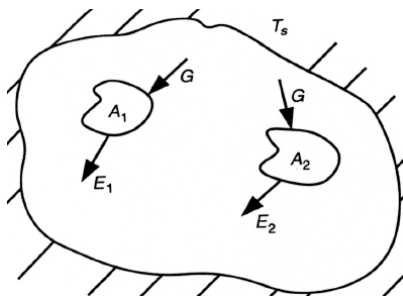
Absorptivita reálného povrchu, stejně jako emisivita, je závislá na vlnové délce a směru. Nicméně pro většinu aplikací může být vliv směru zanedbán, stačí znát průměrnou hodnotu tzv. *monochromatickou absorptivitu* [1]:

$$\alpha_\lambda(\lambda) = \frac{G_{a\lambda}(\lambda)}{G_\lambda(\lambda)}. \quad (2.21)$$

Integrací přes vlnové délky a směry získáme *celkovou absorptivitu* – rovnice (2.18).

2.3.5. Kirchhoffův zákon

V předchozích kapitolách byly emisivita a absorptivita prezentovány jako samostatné vlastnosti povrchu. Existuje však mnoho situací, ve kterých je možno považovat hodnoty těchto dvou vlastností za rovnající se. To umožňuje výrazné zjednodušení výpočtů [1].



Obr. 2.6 – Kirchhoffův zákon [1]

Situace reprezentující tento stav je zobrazena na obr. 2.6. Uzávěřená dutina s dvěma povrchy v tepelné rovnováze, rovnováha je vyjádřena rovnicí [1]:

$$\frac{E_1(T_s)}{\alpha_1} = \frac{E_2(T_s)}{\alpha_2} = \dots = E_b(T_s). \quad (2.22)$$

Kirchhoffův zákon je pak vyjádřen touto podmínkou [1]:

$$\text{když } \alpha \leq 1 \text{ pak } E_1(T_s) \leq E_b(T_s). \quad (2.23)$$

Jiným vyjádřením vztahu (2.23) je potom rovnice [1]:

$$\frac{\frac{E_1(T_s)}{E_b(T_s)}}{\alpha_1} = \frac{\varepsilon_1}{\alpha_1} = 1, \quad (2.24)$$

která ukazuje, že pro jakýkoliv povrch v uzavřené v obálce za podmínky tepelné rovnováhy je emisivita a absorptivita stejná. To platí jak pro monochromatické tak celkové hodnoty. Existují tři kombinace podmínek, za kterých platí rovnost emisivity a absorptivity [1]:

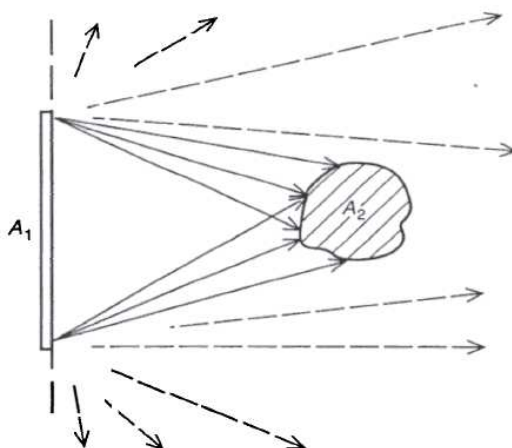
- Povrch je umístěn v dutině, které má vlastnosti černého tělesa a je dosaženo tepelné rovnováhy.
- Povrch je šedý a je ozářen difuzně.
- Povrch je difuzní a šedý.

Při výpočtech reálných zařízení se obvykle ozáření považuje za difuzní, mnoho materiálů, především nevodíků, lze považovat za tzv. efektivně difuzní [1].

2.3.6. Tvarový faktor

Pro řešení záření mezi povrchy byl zaveden *tvarový faktor*, který vyjadřuje geometrický vztah daných ploch. Pro dva difuzní povrchy je situace ilustrována obr. 2.7. Tvarový faktor lze obecně vyjádřit jako [1]:

$$F_{12} = \frac{\text{energie opouštějící } A_1 \text{ která je zachycena plochou } A_2}{\text{energie opouštějící } A_1 \text{ ve všech směrech v přední polokouli } A_1}.$$



Obr. 2.7 – Tvarový faktor

V případě, že jsou plochy difuzní, platí následující rovnost [1]:

$$A_1 \cdot F_{12} = A_2 \cdot F_{21}. \quad (2.25)$$

Celkovou přenesenou energii $Q_{1 \rightarrow 2}$ [W] lze vyjádřit rovnicí [1]:

$$Q_{1 \rightarrow 2} = A_1 \cdot F_{12} \cdot (J_1 - J_2) = A_2 \cdot F_{21} \cdot (J_1 - J_2), \quad (2.26)$$

kde J [Wm^{-2}], *radiosita*, je hodnota celkového energetického toku na jednotku plochy, zahrnuje emitované záření a odrazy [1].

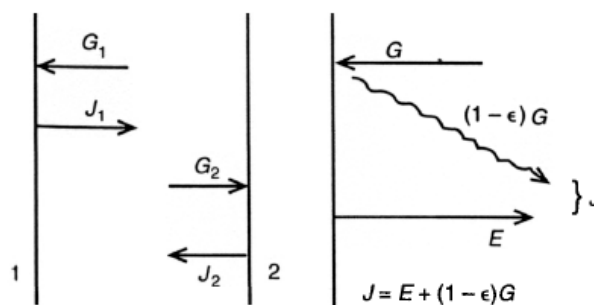
Pro černé těleso platí potom rovnice [1]:

$$Q_{b_{1 \rightarrow 2}} = A_1 \cdot F_{12} \cdot \sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4). \quad (2.27)$$

Pro dva povrchy, což je nejčastější situace, je tvarový faktor zcela závislý na geometrii. Vztahy pro výčet tvarových faktorů pro nejčastější geometrická uspořádání lze nalézt v odborné literatuře např. [1].

2.3.7. Záření mezi odrazivými povrchy

Nejjednodušším případem jsou dvě paralelní difuzní šedé desky viz obr. 2.8.



Obr. 2.8 – Paralelní desky [1]

Povrch na levé straně je ozářen tokem G_1 a emituje tok E_1 . Celkový energetický tok z tohoto povrchu je suma odraženého ozáření $(1 - \epsilon_1) \cdot G_1$ a emise E_1 , potom [1]:

$$J_1 = E_1 - (1 - \epsilon_1) \cdot G_1 = \epsilon_1 \cdot E_b - (1 - \epsilon_1) \cdot G_1, \quad (2.28)$$

kde ϵ_1 je emisivita povrchu, $(1 - \epsilon_1)$ je odrazivost, E_b je emise energie černého tělesa při teplotě T_1 odpovídající teplotě povrchu. V případě druhé desky je situace analogická. Pokud mezi deskami není žádné médium, které by absorbovalo energii, potom platí $J_1 = G_1$ a $J_2 = G_2$. Rozdíl radiosit první a druhé desky je potom celková výměna energie z desky 1 na desku 2, výsledná rovnice má tvar [1]:

$$Q_{1 \rightarrow 2} = \frac{A \cdot \sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1}, \quad (2.29)$$

Pro dva obecné povrchy tvořící obálku je radiční výměna energie dána vztahem [1]:

$$Q_{1 \rightarrow 2} = \frac{\sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1 - \epsilon_1}{\epsilon_1 \cdot A_1} + \frac{1 - \epsilon_2}{\epsilon_2 \cdot A_2} + \frac{1}{A_1 F_{12}}}. \quad (2.30)$$

2.3.8. Absorpce a emise záření v plynech

Plyny obsahující nepolární molekuly jako N_2 a O_2 , jsou efektivně transparentní pro tepelné záření, jiné plyny jako CO_2 , H_2O , NH_4 a uhlovodíky absorbují a emitují záření v širokém rozsahu teplot [1].

Záření vlnové délky λ a intenzity I_λ prochází objemem plynu jako na obr. 2.9, v závislosti na vzdálenosti dL bude pokles intenzity způsobený absorpcí následující [1]:

$$-dI_\lambda = a_\lambda \cdot c \cdot I_\lambda \cdot dL, \quad (2.31)$$

kde a_λ je absorpční konstanta [-].

c je koncentrace absorbujících složek [-].

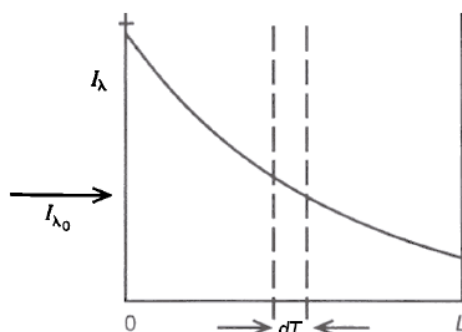
Pokud v rovnici (2.31) nahradíme koncentraci parciálním tlakem, který je úměrný koncentraci, a provedeme její integraci, získáme tzv. *Beerův zákon* [1]:

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} \cdot e^{-b_{\lambda} \cdot p \cdot L}, \quad (2.32)$$

kde b_{λ} má stejný význam jako a_{λ} v rovnici (2.31).

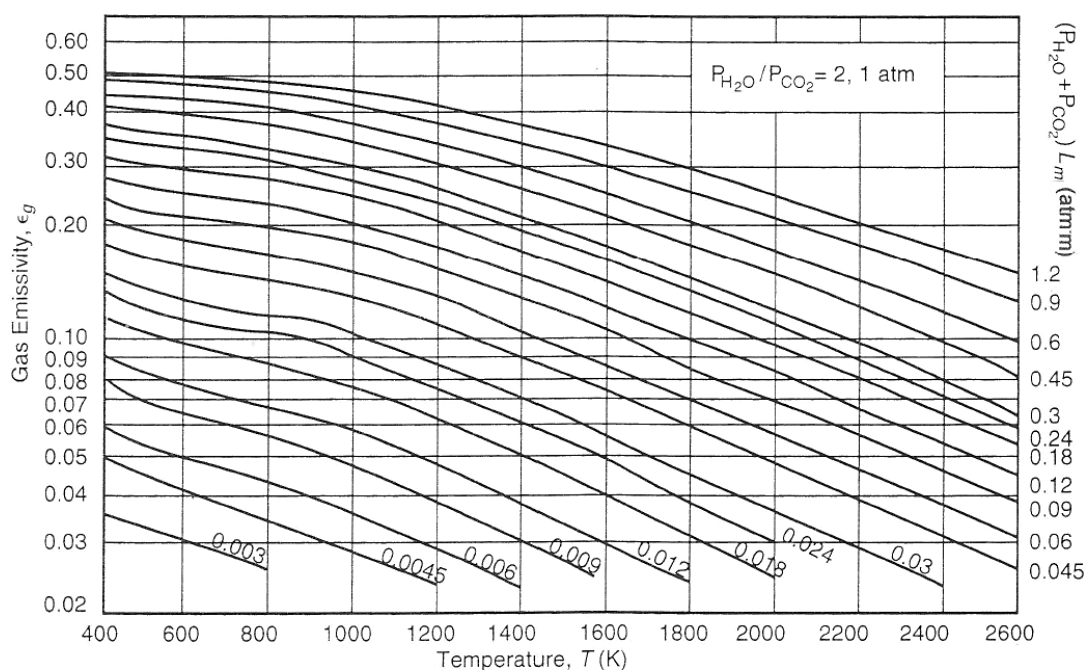
Sumací přes všechny vlnové délky získáme dle [1] *celkovou efektivní absorptivitu plynu* [-]:

$$\alpha_g = \frac{\sum_{\lambda} I_{\lambda_0} e^{-b_{\lambda} \cdot p \cdot L}}{\sum_{\lambda} I_{\lambda_0}}. \quad (2.33)$$



Obr. 2.9 – Absorpce v plynech [1]

Podobné vztahy platí i pro emisivitu. Graf 2.1 ukazuje závislost emisivity plynů ϵ_1 na teplotě T_g pro různé případy pL . Tento graf může být použit pro určení efektivní emisivity plynů [1].



Graf 2.1 – Emisivita směsi oxidu uhličitého a vody při spalování plyných paliv za atmosférického tlaku [1]

Přenos tepla zářením z horkého plynu na přilehlý černý povrch je potom dle [1] popsán rovnicí:

$$q_g = \varepsilon_g \cdot \sigma \cdot T_g^4 - \alpha_g \cdot \sigma \cdot T_s^4. \quad (2.34)$$

kde q_g je měrný tepelný tok [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$].

T_g je teplota horkého plynu [K].

T_s je teplota černého povrchu [K].

3. Přenos tepla v procesních pecích

Pro účely řešení této diplomové práce je důležité znát principy přenosu tepla v procesních spalovacích zařízeních. Typickým představitelem takového zařízení jsou procesní trubkové pece, ve kterých probíhá spalování paliva přímo v jejich vnitřním prostoru. Základními prvky těchto pecí je hořák, teplosměnné plochy a žáruvzdorný plášť pece viz obr. 3.1. Teplo je do teplosměnné plochy přenášeno radiací a konvekcí z horkých plynů a zpětnou radiací (tzv. reradiací) z žáruvzdorných stěn. Množství přeneseného tepla je ovlivněno především [1]:

- Radiací z horkých plynů obsahujících spaliny a inerty ze spalovacího vzduchu.
- Provedením geometrie trubkového systému a vlastnostmi materiálu trubek.



Obr. 3.1 – Schéma pece [11]

3.1. Tepelná bilance pece

Teplo vzniklé v peci je výsledkem spalovacího procesu, jeho množství Q_f [W] odpovídá množství spáleného paliva $M_f [\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}]$ a jeho výhřevnosti $\Delta h_f [\text{W} \cdot \text{kg}^{-1}]$:

$$Q_f = M_f \cdot \Delta h_f \quad (3.1)$$

Teplo vzniklé spalováním nejdříve ohřeje proud plynů, který se skládá ze spaliny a inerty obsažených ve vzduchu, proudících pecí v množství M_g . Část tohoto tepla je předána teplosměnné ploše Q_g , část tepla odchází přes stěny pece jako ztráty Q_l a zbývající teplo

odchází komínem v ochlazeném proudu plynů Q_p viz obr. 3.2. Tepelná bilance je potom dle [11] vyjádřena rovnicí:

$$Q_f = Q_g + Q_l + Q_p. \quad (3.2)$$

Pokud by pec byla dokonale izolována tj. neexistovaly by tepelné ztráty, veškeré vyprodukované teplo by bylo využito na ohřev kouřových plynů, které by dosáhly teploty T_f , která se označuje jako adiabatická teplota plamene, je dle [1] dána rovnicí:

$$Q_f = M_g \cdot c_{pg} \cdot (T_f - T_0). \quad (3.3)$$

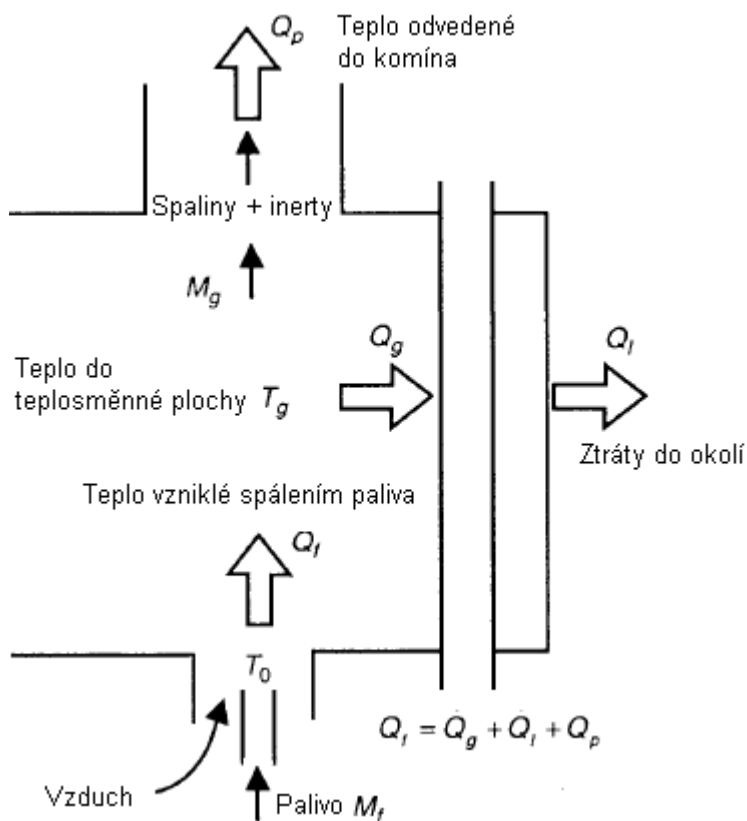
V této rovnici je T_0 teplota vstupního vzduchu a c_{pg} je měrná tepelná kapacita kouřových plynů v daném teplotním pásmu.

V reálné peci však spaliny nedosahují adiabatické teploty kvůli odvodu tepla do teplosměnné plochy a tepelným ztrátám do okolí. Při zanedbání ztrát do okolí může být vyjádřena teoretická teplota plynů z rovnice [11]:

$$Q_f - Q_g = M_g \cdot c_{pg} \cdot (T_g - T_0). \quad (3.4)$$

Kombinací rovnic (3.3) a (3.4) lze ukázat závislost mezi T_g a odvedeným teplem Q_g :

$$\frac{Q_f - Q_g}{Q_f} = \frac{T_g - T_0}{T_f - T_0}. \quad (3.5)$$



Obr 3.2 – Tepelná bilance pece [11]

3.2. Horké plyny jako zdroj tepla

Chemické složení spalin vzniklých spalováním uhlovodíkového paliva závisí na výběru paliva a na množství vzduchu dodaného nad stechiometrický poměr. Stechiometrický poměr paliva a vzduchu obsahuje takové množství vzduchu, které teoreticky poskytne právě tolik kyslíku, kolik je potřeba pro úplnou oxidaci paliva na vyšší oxidy CO_2 a H_2O . Ve skutečnosti je pro úplné spálení paliva potřeba větší množství vzduchu, obvykle o 10 až 20 % více dle typu paliva a hořáku. Množství vzduchu nad stechiometrické množství bývá vyjádřeno součinitelem přebytku vzduchu označovaným jako n (např. $n = 1,1$ znamená, že je dodáváno o 10 % více vzduchu, než je stechiometrické množství).

Jakmile produkty spalování dosáhnou teploty vyšší, než je teplota okolí, začnou vyzařovat teplo. Pokud jsou ve spalinách obsaženy pevné částice, začne proud spalin vyzařovat kromě tepelného záření také viditelné světlo. Plamen je poté označován jako svítivý. Plynná paliva hoří nesvítivým plamenem, kapalná a pevná paliva hoří svítivým plamenem, intenzita svítivosti plamene je závislá na druhu a množství pevných částic ve spalinách [1].

Tříatomové plyny, především oxid uhličitý a voda (resp. vodní pára), jsou hlavními zdroji záření u nesvítivých plamenů, celková emisivita spalin ε_g je potom závislá na teplotě spalin T_g na parciálním tlaku oxidu uhličitého a vody a na efektivní délce paprsku, jak bylo diskutováno v kapitole 2.3.8. V praxi bývá doporučováno mírné zvýšení vypočtených hodnot emisivity dle svítivosti plamene. Doporučené hodnoty korekce se pohybují v rozmezí od $\varepsilon_g + 0,05$ pro „málo svítivé“ plameny do $\varepsilon_g + 0,10$ pro „jasně svítivé“ plameny [1].

Posledním důležitým parametrem je *střední délka paprsku* $[m]$, která je závislá na geometrii spalovacího prostoru. Hodnoty pro různé geometrie jsou tabelovány. Obecně lze odhadnout hodnotu střední délky paprsku pro libovolný objem V a ozařovanou plochu A ze vztahu [1]:

$$L_0 = \frac{3,5 \cdot V}{A}. \quad (3.6)$$

3.3. Plocha výměny tepla

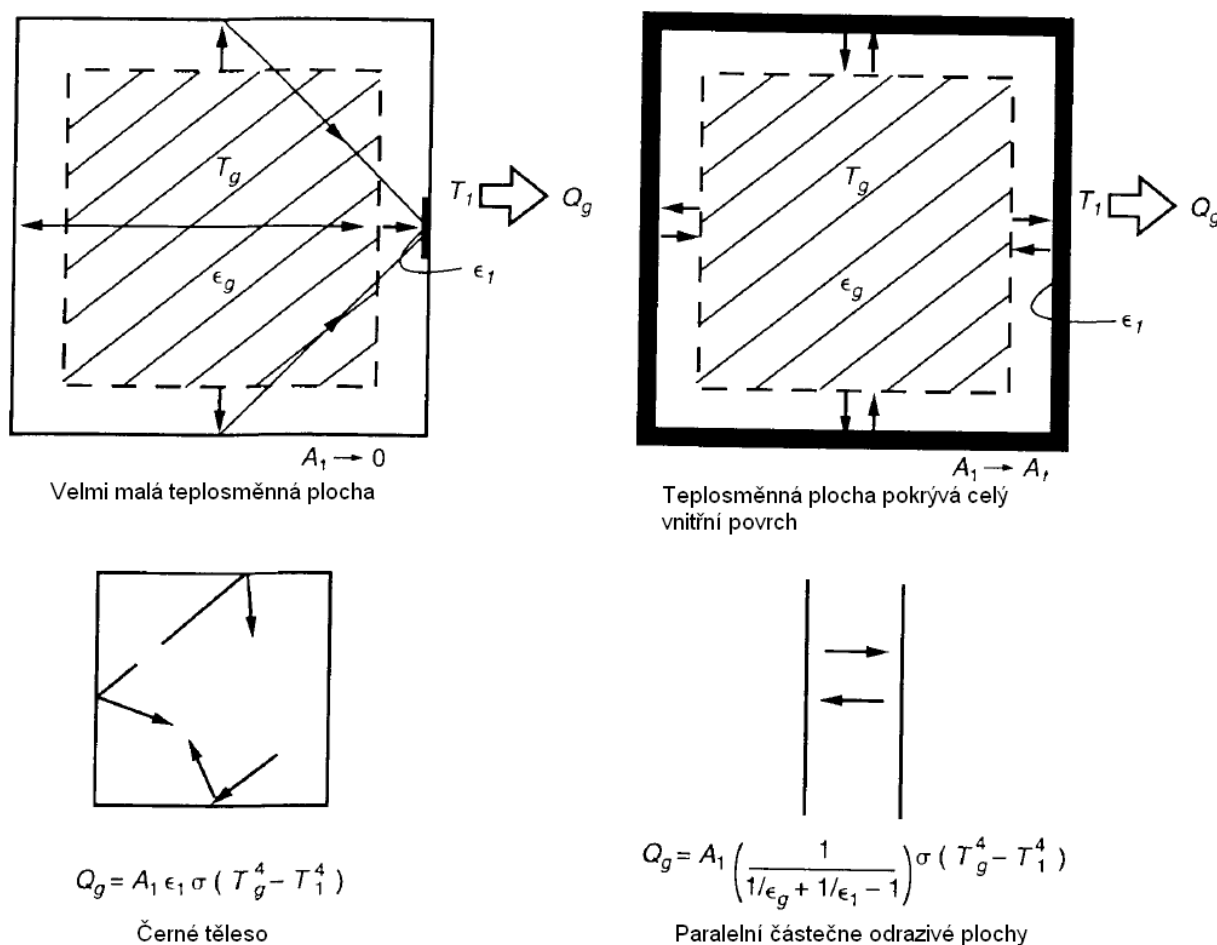
Množství tepla přeneseného radiací z horkých plynů na plochu výměny tepla (teplosměnnou plochu) nezávisí pouze na emisivitě plynů a na emisivitě povrchu teplosměnné plochy, ale také na relativní velikosti teplosměnné plochy. To je způsobeno hlavně tím, že žáruvzdorné stěny pece vyzařují část přijatého tepla zpět do pece a část tohoto tepla je zachycena teplosměnnou plochou. Tento efekt je ilustrován na obr. 3.3, kde jsou ukázány dva extrémní případy. Levé strana obr. 3.3 reprezentuje případ velmi malé teplosměnné plochy, naopak napravo je případ velmi velké teplosměnné plochy, která kompletně pokrývá stěny pece. Za předpokladu zanedbání ztrát je v prvním případě teplosměnná plocha v termodynamické rovnováze s horkými plyny a veškeré dopadající záření je vyzařováno zpět. Celkový radiační tok uvnitř obálky je roven radiačnímu toku emitovaného černým tělesem při teplotě T_g , za těchto předpokladů je tepelný tok do stěn nezávislý na emisivitě plynů, závisí pouze na emisivitě teplosměnné plochy. Teplo přenesené na velmi malý povrch o teplotě T_1 je potom [1]:

$$Q_{g_{A_1 \rightarrow 0}} = A_1 \cdot \varepsilon_1 \cdot \sigma \cdot (T_g^4 - T_1^4). \quad (3.7)$$

V druhém případě, kdy teplosměnná plocha pokrývá celý vnitřní povrch pece, je situace analogická k výměně tepla mezi dvěma paralelními částečně odrazivými povrchy. Přenesené teplo se určí z rovnice:

$$Q_{g_{A_1 \rightarrow A_t}} = A_1 \cdot \left\{ \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_1} + C \cdot \left(\frac{1}{\epsilon_g} - 1 \right)} \right\} \cdot \sigma \cdot (T_g^4 - T_1^4), \quad (3.8)$$

kde C je poměr teplosměnné plochy k celkové ploše tj. A_1/A_t [1].



Obr. 3.3 – Vliv velikosti teplosměnné plochy na efektivní emisivitu [1]

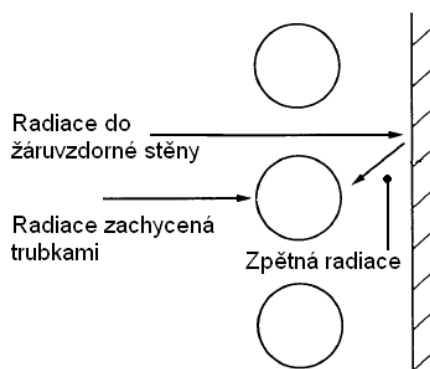
Případy nacházející se mezi těmito dvěma extrémy mohou být řešeny na základě předpokladu, že odrazivé a teplosměnné plochy jsou těsně propojeny – jde o tzv. „skvrnitý povrch“ (z anglického *speckled surface*). Rovnice přenosu tepla pro tento předpoklad má tvar:

$$Q_g = A_1 \cdot \left\{ \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_1} + C \cdot \left(\frac{1}{\epsilon_g} - 1 \right)} \right\} \cdot \sigma \cdot (T_g^4 - T_1^4), \quad (3.9)$$

kde C je poměr teplosměnné plochy k celkové ploše tj. A_1/A_t [1].

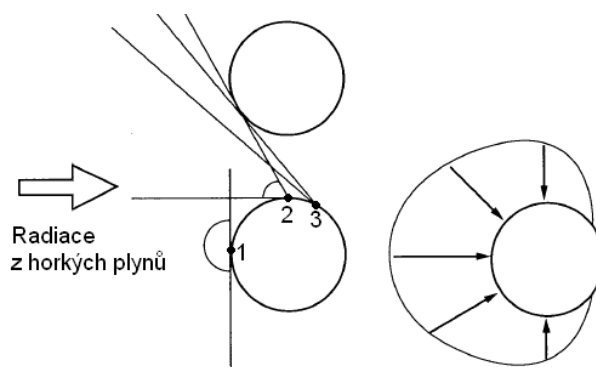
3.4. Vliv geometrie trubkového systému

V praxi není obvykle teplosměnná plocha tvořena souvislým povrchem, ale skládá se z velkého množství trubek, které jsou obvykle rozmístěny v blízkosti žáruvzdorné stěny pece. Normálně je mezi jednotlivými trubkami mezera vzniklá jako důsledek propojení trubek 180° koleny, takže část radiace z horkých plynů není zachycena trubkami, ale dopadne na žáruvzdornou stěnu pece, většina tohoto tepla je pak vyzářena zpět (zpětná radiace) a přispívá k ohřevu teplosměnné plochy trubek viz obr.3.4 [1].



Obr. 3.4 – Tepelný tok do trubek [1]

Dalším faktorem ovlivňujícím radiční tepelný tok do trubek je vzájemná pozice jednotlivých trubek, tepelný tok se mění po obvodu trubky prstencovitě viz obr. 3.5 [1].



Obr. 3.5 – Prstencový tvar zachycené přímé radiace plynů [1]

Maximální tepelný tok je v bodě 1. V bodech 2 a 3 je potom tepelný tok nižší v závislosti na úhlu dopadu záření. Na obr. 3.5 je situace zjednodušena zanedbáním zpětné radiace ze stěn komory, která je ovšem mnohem nižší než přímá radiace z proudu horkých plynů [1].

Poměr maximálního a středního tepelného toku B je funkcí poměru vzdálenosti trubek a jejich průměru. Tento faktor je důležitý pro vyhodnocení dosažitelného tepelného výkonu pece, protože maximální hodnota tepelného toku je obvykle limitujícím faktorem [1].

Pro zjednodušení tohoto složitého problému byla zavedena tzv. ekvivalentní spojitá teplosměnná plocha, která má plochu odpovídající ploše trubek a *efektivní emisivitu* ϵ_{eff} , která umožní stejný tepelný tok jako trubkový svazek [1].

Prvním krokem při výpočtu efektivní emisivity je vyřešení *tvarového součinitele* F vyjadřujícího množství radiace zachycené trubkami [1]:

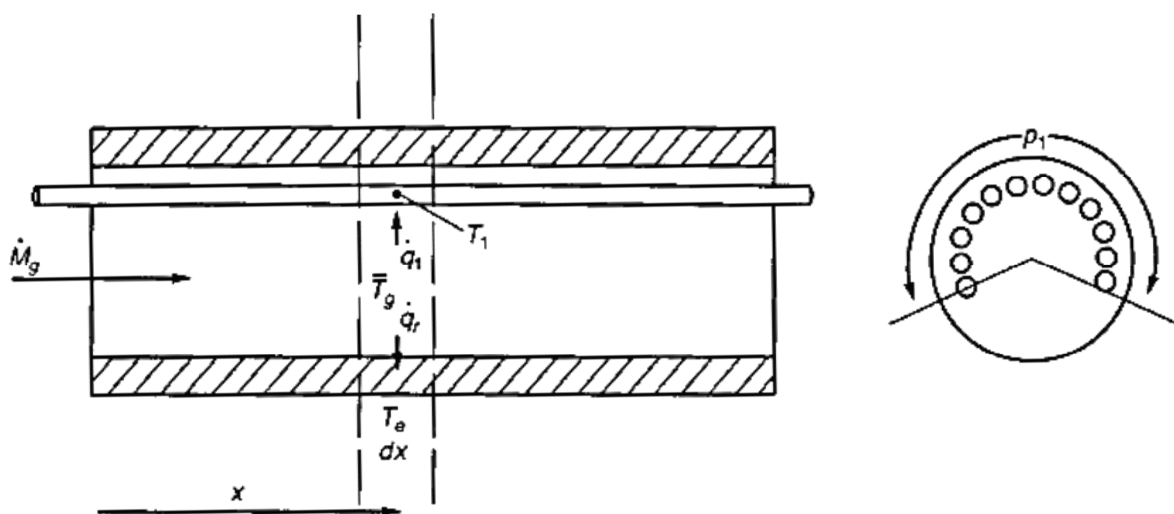
$$F = 1 - \frac{1}{B} \cdot \left\{ (B^2 - 1)^{\frac{1}{2}} - \cos^{-1} \left(\frac{1}{B} \right) \right\}. \quad (3.10)$$

Tvarový faktor může být následně použit pro výpočet *efektivní emisivity* [1]:

$$\varepsilon_{eff} = \frac{1}{\left(\frac{1}{F \cdot (2 - F)} + \frac{B}{\pi} \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1 \right) \right)}. \quad (3.11)$$

4. Model pístového toku

Model pístového toku pro procesní peci (z anglického *Plug - Flow Furnace Model*, v textu bude dále označován jako model pístového toku, Plug Flow nebo PF) popsáný v [1] byl vytvořen pro procesní trubkové pece, u nichž délka radiální komory je větší než její hydraulický průměr. Slouží k vyhodnocení velikostí přenášených měrných tepelných toků po délce pece. Princip tohoto modelu je pro případ válcové radiální komory naznačen na obr. 4.1.



Obr. 4.1 – Princip modelu pístového toku u válcové radiální komory procesní pece

Pro účely modelu pístového toku je válcová radiální komora pece považována za válcový plášť o délce L rozdělený do několika segmentů o délce dx , pro každý ze segmentů jsou měrné tepelné toky popsány jako:

- q_1 je lokální měrný tepelný tok z horkých plynů do teplosměnné plochy [$W \cdot m^{-2}$],
- q_r je lokální měrný tepelný tok přes žáruvzdorné stěny ven z pece [$W \cdot m^{-2}$],

kde q_1 náleží teplosměnné ploše charakterizované obvodem P_1 a q_r náleží celkové ploše pláště pece charakterizované obvodem P_r . Dalším faktorem požadovaným pro výpočet je tzv. *lokální objemový příkon* (volumetric heat release) h_f [$W \cdot m^{-3}$] po osové délce pece určený

na základě průběhu spalování paliva. V tomto modelu je tento parametr stanoven jako funkce délky pece x .

$$h_f = f(x). \quad (4.1)$$

Teplo uvolněné na jednotku délky je potom dáno vztahem $h_f \cdot S$, kde $S [m^2]$ je plocha průřezu pece. Vzájemný vztah lokálního objemového příkonu h_f a *tepla uvolněného spalováním paliva* Q_f je dán vztahem:

$$Q_f = S \cdot \int_0^L h_f dx, \quad (4.2)$$

kde L je celková délka pece [m].

Dalším z předpokladů využívaných v tomto modelu je, že všechny povrchy v peci jsou šedé a žáruvzdorné plochy stěn komory a teplosměnné plochy jsou v tepelné rovnováze – jejich teplota se nemění. Tepelný tok je rovnoměrný, teplota v každé osově vzdálenosti je charakterizována jednou jedinou hodnotou T_g , teplosměnné plochy jsou v této pozici popsány jednou jedinou teplotou T_1 . Posledním zjednodušením je zanedbání přenosu tepla radiací v axiálním směru a předpoklad že střední délka paprsku pro stanovení emisivity horkých plynů odpovídá střední délce paprsku pro těleso nekonečné délky.

Tepelná bilance modelu pístového toku pro element pece délky dx je dána rovnicí

$$S \cdot h_f \cdot dx = q_1 \cdot P_1 \cdot dx + M_g \cdot c_{pg} \cdot dT_g + g_r \cdot P_r \cdot dx, \quad (4.3)$$

kde M_g je celkový hmotnostní tok horkých plynů [$kg \cdot s^{-1}$].

c_{pg} je měrná tepelná kapacita plynů v x [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$].

dT_g je nárůst teploty plynů [K] přes vzdálenost dx , který je vyjádřen rovnicí:

$$\frac{dT_g}{dx} = \frac{S \cdot h_f - q_1 \cdot P_1 - q_r \cdot P_r}{M_g \cdot c_{pg}}. \quad (4.4)$$

Rovnice měrných tepelných toků q_1 a q_r musí být pro získání řešení zkombinovány s rovnicí x4. Lokální měrný tepelný tok do teplosměnné plochy je potom dán rovnicí:

$$q_1 = \frac{g_{rc} \cdot \sigma \cdot (T_g^4 - T_1^4)}{A_1}, \quad (4.5)$$

kde A_1 je plocha segmentu teplosměnné plochy o délce dx a potom g_{rc} se vypočte z rovnice:

$$g_{rc} = g_{r1} + \frac{\alpha \cdot A_1}{4 \cdot \sigma \cdot T_g^3}, \quad (4.6)$$

kde A_1 je plocha segmentu teplosměnné plochy o délce dx a součinitel přestupu tepla α mezi plyny a teplosměnnou plochou se vypočítá na základě lokálních vlastností plynů a

z geometrie teplosměnné plochy. Radiační součinitel přestupu tepla z plynu do teplosměnné plochy se určí z rovnice:

$$g_{r1} = \frac{A_1}{\frac{1}{\varepsilon_{eff}} + C \cdot \frac{1}{\varepsilon_g - 1}}, \quad (4.7)$$

kde $C = A_1 / A_t$, přičemž A_t je plocha segmentu žáruvzdorného pláště pece a teplosměnné plochy o délce dx . Teplota T_1 může být stanovena jako konstantní nebo může být vypočtena jako funkce vzdálenosti x na základě chlazení a přenosu tepla uvnitř trubek.

Tepelný tok přes žáruvzdorné stěny pece je dán rovnicí:

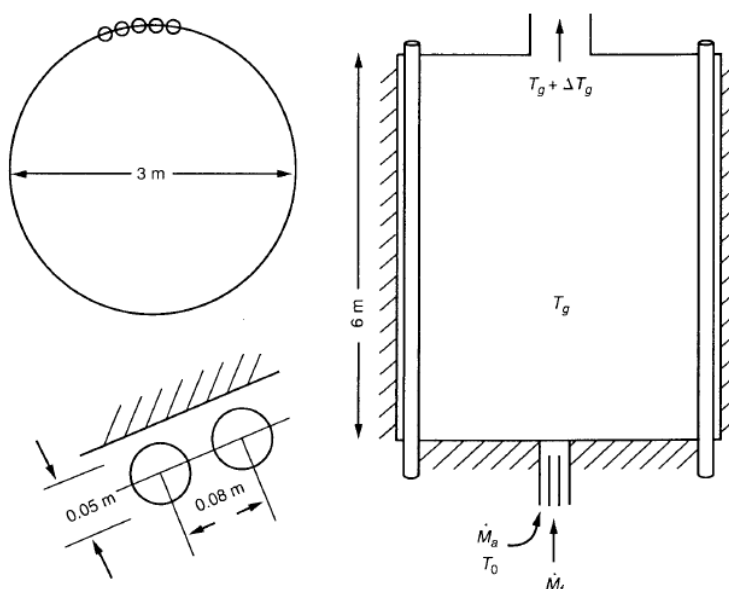
$$q_r = U_r \cdot (T_g - T_e), \quad (4.8)$$

kde U_r je součinitel přestupu tepla pro ztráty stěnami pece [$\text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$].

T_e je teplota vnějšího prostředí [K].

4.1.1. Ilustrující případ použití modelu pístového toku

Zadání příkladu: válcová pec (obr. 4.2) se skládá ze 118 vertikálních trubek o délce $L = 6 \text{ m}$, které jsou rozmístěny na roztečné kružnici o průměru $D = 3 \text{ m}$. Vnější průměr trubek je $0,05 \text{ m}$ a vzdálenost mezi středy jednotlivých trubek je $0,08 \text{ m}$. Emisivita trubek je $\varepsilon_1 = 0,876$. Pec je vytápěna topným olejem o výhřevnosti $41 \text{ MJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ a hmotnostním toku $0,1 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$. Spalovací vzduch o průtoku $1,86 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ je předebrát na $T_0 = 480 \text{ K}$. Do hořáku je navíc přiváděno $0,025 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ páry pro atomizaci kapalného paliva. Pec pracuje za atmosférického tlaku. Procesní kapalina proudící v trubkách je ohřívána na takovou teplotu, že vnější povrch trubek má teplotu $T_1 = 650 \text{ K}$.



Obr. 4.2 – Geometrie pece

Pro výpočet bude pec rozdělena na šest sekcí, každá o délce $dx = 1 \text{ m}$. Údaje o objemovém tepelném výkonu jsou uvedeny v tab. X.2. Parciální tlaky CO_2 a H_2O , průtok horkých plynů

M_g a hodnota pL se získají analýzou spalovacího procesu, nicméně pro tento příklad jsou již hodnoty spočítány a uvedeny v tab. 4.1. Dále budou v ilustračním výpočtu přijata tato zjednodušení: měrná tepelná kapacita horkých plynů bude ve všech sekcích stejná a to o hodnotě $c_{pg} = 1200 [J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}]$, bude zanedbána konvekce a tepelné ztráty stěnami pece do okolí.

sekcce	1	2	3	4	5	6
stupeň vyhoření [%/100]	0,65	0,25	0,1	0	0	0
$h_f \cdot 10^5 [W/m^3]$	3,77	1,45	0,58	0	0	0
$M_g [kg/s]$	1,981	1,963	1,98	1,985	1,985	1,985
pp $CO_2 + H_2O$	0,07	0,17	0,20	0,21	0,21	0,21
pL [bar.m]	0,20	0,48	0,56	0,59	0,59	0,59

Poznámka: střední délka paprsku L je brána pro nekonečně dlouhý válec $L = 0,94D = 2,82$

Tab. 4.1 – Data ze spalovacího procesu

Postup řešení: výpočet začíná v první sekci, nárůst teploty se vypočte z tepelné bilance, rovnice (4.3). Tento teplotní nárůst odpovídá vstupní teplotě do druhé sekce. Tato procedura je opakována pro každou sekci. V každém stupni výpočtu musí být nejdříve odhadnuta střední teplota plynů T_g v příslušné sekci, aby mohl být vypočten měrný tepelný tok q_1 , který je nutné znát pro výpočet nárůstu teploty dT_g . Posledním krokem je kontrolní výpočet teploty T_g na základě vstupní teploty plynů a vypočteného nárůstu teploty dT_g . Rozdíl mezi T_g odhadnutou na začátku výpočtu a vypočtenou na konci musí být maximálně 10 K, pokud je rozdíl větší, provede se nový odhad a celý proces se opakuje, dokud není splněna tato podmínka.

Výpočet: tepelná bilance pro každou ze sekcí má po zjednodušení tento tvar:

$$S \cdot h_f \cdot dx = q_1 \cdot P_1 \cdot dx + M_g \cdot c_{pg} \cdot dT_g, \quad (4.9)$$

kde $S \cdot dx$ je objem sekce:

$$S \cdot dx = \frac{\pi \cdot D^2}{4} \cdot dx = 7,069 m^3 \quad (4.10)$$

a kde $P_1 \cdot dx$ je válcová plocha sekce:

$$P_1 \cdot dx = \pi \cdot D \cdot dx = 9,425 m^2. \quad (4.11)$$

Tepelný tok q_1 je potom dán rovnicí:

$$q_1 = \varepsilon_p \cdot \sigma \cdot (T_g^4 - T_1^4), \quad (4.12)$$

kde

$$\varepsilon_p = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_{eff}} + \frac{1}{\varepsilon_g} - 1}. \quad (4.13)$$

Sekce 1. Prvním krokem je odhad střední teploty $T_g = 1000\text{ K}$ a stanovení emisivity plynů $\varepsilon_g = 0,22$ pro tuto teplotu (viz kapitola 2.3.8). Ostatní parametry viz tab. 4.1. Dosazením do rovnice (4.13) získáme hodnotu emisivity $\varepsilon_p = 0,213$. Měrný tepelný tok je

$$q_1 = 0,213 \cdot 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot (1000^4 - 650^4) = 9,92 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}. \quad (4.14)$$

Dosazením tepelného toku do rovnice tepelné bilance získáme nárůst teploty dT_g

$$dT_g = \frac{(S \cdot h_f \cdot dx - q_1 \cdot P_1 \cdot dx)}{M_g \cdot c_{pg}} = +1117\text{ K}. \quad (4.15)$$

Následuje kontrola správnosti odhadu T_g :

$$T_g = T_0 + \frac{1}{2} \cdot dT_g = 1039\text{ K}. \quad (4.16)$$

Odhadnutá teplota T_g byla příliš nízká, provedeme nový odhad $T_g = 1040\text{ K}$ a celý výpočet se opakuje. Nový přepočít dává tyto výsledky:

$$q_1 = 11,99 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}, dT_g = +1109\text{ K}, T_g = 1035\text{ K}. \quad (4.17)$$

Podmínka rozdílu pro T_g je nyní splněna. Teplota plynů na vstupu do druhé sekce je $480 + 1109 = 1598\text{ K}$.

Sekce 2. Stejný postup se nyní aplikuje i na druhou sekci. Když je střední teplota plynů ve druhé sekci odhadnuta na 1640 K , potom je $\varepsilon_g = 0,22$ a $\varepsilon_p = 0,213$. Ostatní sledované hodnoty jsou:

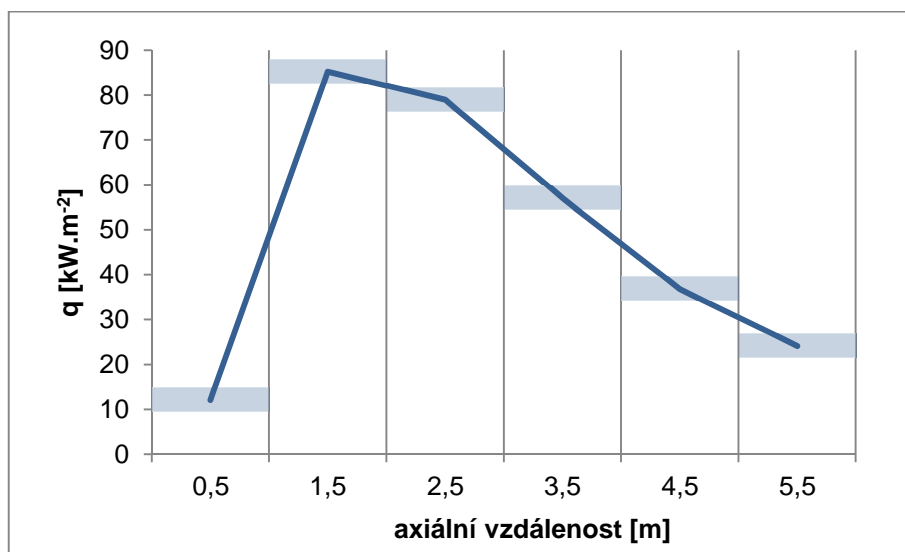
$$q_1 = 85,20 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}, dT_g = +94\text{ K}, T_g = 1636\text{ K}. \quad (4.18)$$

Po použití tohoto postupu ve všech sekcích jsou získány hodnoty, které jsou uvedeny v tab. 4.2. Průběh tepelných toků po délce komory je vyneseno v grafu 4.1.

sekce	1	2	3	4	5	6
$T_g [\text{K}]$	1035	1636	1611	1429	1244	1120
$T_{g, \text{out}} [\text{K}]$	1589	1683	1542	1317	1171	1075
$q_1 [\text{kW/m}^2]$	12,0	85,2	79,0	57,0	36,8	24,2

Tab. 4.2 - Přehled výsledků

Výsledný průběh tepelného zatížení se pak získá propojením vypočtených hodnot měrných tepelných toků ve středech jednotlivých segmentů (jak je naznačeno v grafu 4.1).



Graf 4.1 - Průběh měrných tepelných toků po axiální délce komory

5. Adaptace modelu pístového toku na spalovací komoru ÚPEI

5.1. Spalovací komora ÚPEI

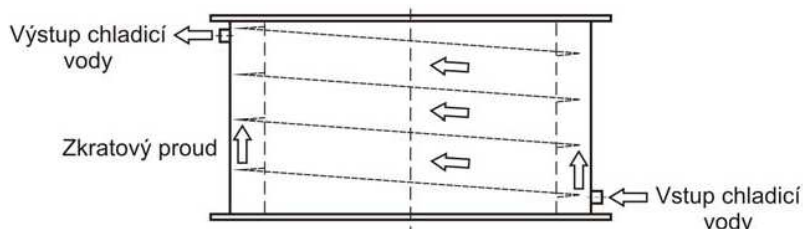
Je zařízení sloužící pro výzkum a vývoj horáků pro spalování plyných a kapalných paliv do výkonu 1,8 MW (v závislosti na tvaru plamene) [14]. Je konstruována jako válcová dvouplášťová horizontální komora s vnitřním průměrem 1 m a variabilní délkou od 2 do 4 m, viz obr. 5.1.



Obr. 5.1 – Spalovací komora ÚPEI [12]

Vnitřní ocelový plášť o tloušťce 10 mm není před plamenem chráněn izolací, z vnější strany je plášť chlazen vodou. Čela komory jsou z vnitřní strany izolována 100 mm vysokoteplotní vláknité vyzdívky. Cirkulující chladicí voda je čerpána ze zásobníku s kontinuálním dopouštěním. Po průchodu mezipláštovým prostorem komory je odváděna na chladicí věž, odkud se po ochlazení vrací zpět do zásobníku. Mezipláštový prostor je rozdělen na sedm

samostatných sekcí, sekce 1 až 6 mají délku 0,5 m, poslední sedmá sekce je o délce 1 m. V každé sekci je měřena teplota a průtok vody. Pro usměrnění toku chladicí vody a dosažení rovnoměrnosti obtékání je k vnějšímu povrchu vnitřního pláště přivařena šroubovice. Z konstrukčních důvodů je mezi šroubovicí a vnějším pláštěm mezera o velikosti 5 mm [6]. Situaci pro jednu ze sekcí znázorňuje obr. 5.2.



Obr. 5.2 – Šroubovice v meziplášťovém prostoru [6]

Po celé délce komory jsou po 0,5 m umístěny inspekční otvory plus po jednom na každém čele, které umožňují instalaci dalších měřících zařízení. Ve spodní části komína je umístěn ejektor, v komoře lze dosáhnout podtlak až 600 Pa. Vzduch je do komory přiváděn potrubím čtvercového průřezu pomocí vysokotlakého ventilátoru o maximálním výkonu $5500 \text{ m}^3_{\text{N}} \cdot \text{h}^{-1}$ při přetlaku 5 kPa, v potrubí je měřena teplota, tlak a průtok. Ke spalovací komoře je přivedena přípojka zemního plynu o kapacitě $250 \text{ m}^3_{\text{N}} \cdot \text{h}^{-1}$, přetlak v potrubí je 100 kPa. Kromě všech výše uvedených měření je ke kouřovodu připojena sonda pro odběr spalin, měřeny jsou koncentrace O_2 , CO , CO_2 , NO , NO_2 a C_xH_y ve spalinách. Všechna měřená data jsou shromažďována systémem pro sběr dat. Komora je vybavena bezpečnostním systémem – ionizačním hlídáním plamene a kontrolou teploty vody bránící jejímu přehřátí [6,14].

5.2. Model pístového toku pro spalovací komoru ÚPEI

Základ modelu vychází z modelu pro výpočet procesní pece uvedeného předchozí kapitole, nicméně pro potřeby spalovací komory na zkušebně hořáků ÚPEI je výpočtový model na základě zkušeností vedoucího diplomové práce a podle jeho doporučení upraven a doplněn o některé nové prvky. Základním rozdílem mezi uvedenou procesní pecí a spalovací komorou je geometrie respektive teplosměnná plocha, která není v případě spalovací komory tvořena trubkami ale samotným povrchem vnitřních stěn komory. Tepelné ztráty čely komory jsou zanedbány. V adaptovaném modelu je navíc uvažováno i s konvekční složkou sdílení tepla. Rovnice tepelného toku má potom tvar:

$$q = q_{\text{rad}} + q_{\text{kon}}, \quad (5.1)$$

kde q_{rad} je radiační tepelný tok [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$].

q_{kon} je konvektivní tepelný tok [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$].

Část přímého tepelného toku způsobená zářením proudu horkých plynů se vypočte z rovnice:

$$q_{\text{rad}} = \frac{Q}{A} = \frac{\sigma \cdot F \cdot (T_g^4 - T_s^4)}{\frac{1}{\varepsilon_g} + \frac{1}{\varepsilon} - 1}, \quad (5.2)$$

- kde T_g je teplota proudu horkých plynů [K].
- T_s je teplota povrchu vnitřní stěny spalovací komory [K].
- ε_g je emisivita proudu horkých plynů [-].
- ε je emisivita povrchu vnitřní stěny spalovací komory [-].
- F je tvarový faktor [-], pro horizontální válcovou spalovací komoru se stanoví jako podíl teplosměnné plochy a celkové vnitřní plochy spalovací komory:

$$F = \frac{\pi \cdot D_k \cdot L}{\pi \cdot D_k \cdot L + 2 \cdot \left(\frac{\pi \cdot D_k^2}{4} \right)}, \quad (5.3)$$

- kde D_k je vnitřní průměr spalovací komory [m].
- L je délka spalovací komory [m].

Část tepelného toku způsobená *konvencí* proudících spalin se vypočte pomocí Newtonova zákona:

$$q_{kon} = \alpha \cdot (T_g - T_s), \quad (5.4)$$

- kde α je součinitel přestupu tepla konvekcí spalin [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$].

Pro výpočet *součinitele přestupu tepla* byl zvolen empirický postup pro přestup tepla konvekcí spalin v kanále kruhového průřezu dle [2]. Součinitel přestupu tepla je dle [2] následující:

$$\alpha = K_g \cdot \left(\frac{G^{0.8}}{d_i^{0.2}} \right), \quad (5.5)$$

- kde d_i je průměr kanálu, $d_i = D_k$ [m].
- G je hmotnostní tok spalin [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$]
- K_g je koeficient vlastností spalin [-], který se vypočte z rovnice:

$$K_g = 3.00 + 0.018 \cdot m + (2.161 + 0.0117 \cdot m) \cdot \frac{t_f}{1000} - (0.658 - 0.0257 \cdot m) \cdot \left(\frac{t_f}{1000} \right)^2 \quad (5.6)$$

- kde t_f je teplota proudu horkých plynů, $t_f = T_g - 273,15$ [$^{\circ}\text{C}$].
- m je vlhkost paliva [-]. Pokud palivo obsahuje pouze uhlík a vodík, určí se vlhkost paliva ze vztahu:

$$m = \frac{8.936 \cdot H}{11.484 \cdot n + 1 + 0.2272 \cdot n \cdot H}, \quad (5.7)$$

kde n je přebytek spalovacího vzduchu [-].

H je hmotnostní procento vodíku v palivu [%], které se stanoví:

$$H = \frac{MH}{M_{paliva}} \cdot 100, \quad (5.8)$$

kde MH je molární hmotnost vodíku [$\text{kg} \cdot \text{kmol}^{-1}$].

M_{paliva} je molární hmotnost paliva [$\text{kg} \cdot \text{kmol}^{-1}$].

Tepelná bilance pro každou ze sekcí je vyjádřena rovnicí:

$$S \cdot dx = q \cdot P \cdot dx + M_g \cdot c_{pg} \cdot dT_g, \quad (5.9)$$

kde $S \cdot dx$ je objem sekce [m^3].

$P \cdot dx$ je povrch teplosměnné plochy sekce [m^2].

M_g je celkový hmotnostní tok horkých plynů [$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$].

c_{pg} je měrná tepelná kapacita proudu horkých plynů v dané sekci [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$].

dT_g je nárůst teploty plynů v sekci [K].

Samotný výpočet je proveden v software Maple iteračním způsobem. *Výpočtový postup* je rozdělen do několika kroků:

1. Odhad střední teploty horkých plynů, pro všechny sekce je počáteční hodnota stanovena na 800 K.
2. Odhad teploty vnitřní stěny komory v první sekci, použitá hodnota je 400 K.
3. Následuje výpočet emisivity spalin na základě střední teploty horkých plynů v dané sekci (výpočet emisivity bude uveden v následující kapitole).
4. Na základě rovnice (5.2) je vypočtena velikost měrného radiačního tepelného toku.
5. Na základě rovnice (5.4) je vypočtena velikost měrného konvekčního tepelného toku.
6. Dle rovnice (5.1) je vypočten celkový tepelný tok.
7. Z rovnice (2.4) je vyjádřena a vypočtena teplota vnitřních stěn odpovídající vypočtenému přenášenému tepelnému toku:

$$T_s = \frac{q \cdot r_1 \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{\lambda} + T_{st}, \quad (5.10)$$

kde T_{st} je teplota stěny komory na straně vody.

8. Dalším krokem je výpočet nárůstu teploty horkých plynů v sekci dle rovnice:

$$dT_g = \frac{S \cdot h_f \cdot L_s - q \cdot P \cdot L_s}{M_g \cdot c_{pg}}, \quad (5.11)$$

kde L_s je délka příslušné sekce, ostatní členy rovnice jsou shodné s popisem uvedeným v kapitole 4.

9. Je vypočtena střední teplota proudu horkých plynů dosazením do rovnice:

$$T_g = T_0 + \frac{1}{2} \cdot dT_g, \quad (5.12)$$

kde T_0 je teplota proudu plynů na vstupu do sekce.

10. Je porovnávána hodnota střední teploty proudu horkých plynů odhadnutá na začátku výpočtu (bod 1) a vypočtená na konci (bod 9). Pokud je rozdíl konečné a počáteční teploty roven nebo větší než 5, je k původní odhadnuté teplotě připočteno 5 K a celý postup se opakuje až do okamžiku, kdy je podmínka rozdílu splněna. V okamžiku splnění podmínky rozdílu jsou vypočtené hodnoty pro danou sekci považovány za konečné a výpočet pokračuje pro další sekci stejným postupem.

11. Výpočet je ukončen v okamžiku, kdy jsou vypočteny hledané parametry pro všech sedm sekcí.

Po prvních provedených výpočtech a porovnáních s naměřenými daty byl zjištěn zásadní nedostatek výše popsaného modelu. Celý výpočet a jeho přesnost je velmi citlivá na odhad střední teploty v první sekci. Pokud je odhadnutá teplota v první sekci příliš nízká, dochází ke konvergenci modelu v první sekci příliš brzy. Vypočtená výsledná teplota horkých plynů pak je příliš nízká a neodpovídala realitě, což vede k podhodnocení tepelného toku v první sekci a naopak k výraznému růstu velikostí tepelných toků a teplot v následujících sekcích. Tento nedostatek vykazuje (jak bylo dodatečně zjištěno) už výchozí model pro procesní pec (viz kapitola 4), avšak nebylo možno jej identifikovat v ilustračním výpočtu, neboť zde byl potlačen uvažovanou teplotou předeřhátého spalovacího vzduchu.

Díku této skutečnosti vyvstala otázka jakým způsobem reálně odhadnout střední teplotu horkých plynů v první sekci s dostatečnou přesností, aby bylo zabráněno předčasné konvergenci modelu. Podle pokynu vedoucího diplomové práce byla implementována následující úprava modelu:

a) Výpočet „pseudoadiabatické“ střední teploty horkých plynů v první sekci. Tato teplota T_a odpovídá střední teplotě horkých plynů v sekci, jakou by za daného tepelného výkonu měly horké plyny, pokud by nedocházelo k odvodu tepla stěnami komory.

$$T_a = \frac{Q_1}{c_{pg} \cdot M_g} + T_v, \quad (5.13)$$

kde Q_1 je teplo vyvinuté shořením daného množství paliva v první sekci [W].

T_v je teplota vstupního spalovacího vzduchu [K].

Řešení „pseudoadiabatické“ teploty je provedeno iteračně. V prvním kroku je vypočtena hodnota měrné tepelné kapacity pro počáteční odhadnutou teplotu T_a , která odpovídá teplotě vstupního vzduchu. Následně je vypočtena T_a dle rovnice (5.13). Na základě nové hodnoty T_a je vypočtena aktuální c_{pg} . Výpočet končí v okamžiku, kdy dojde k ustálení hodnoty c_{pg} .

- b) Protože je však T_a naopak vyšší, než je skutečná teplota v první sekci, je zaveden korekční faktor, který má za úkol snížit hodnotu střední teploty v první sekci na správnou úroveň vzhledem k následujícím sekcím. Korekční faktor je definován jako:

$$K_{Ta} = 1 - \frac{Q_{1s}}{Q_c}, \quad (5.14)$$

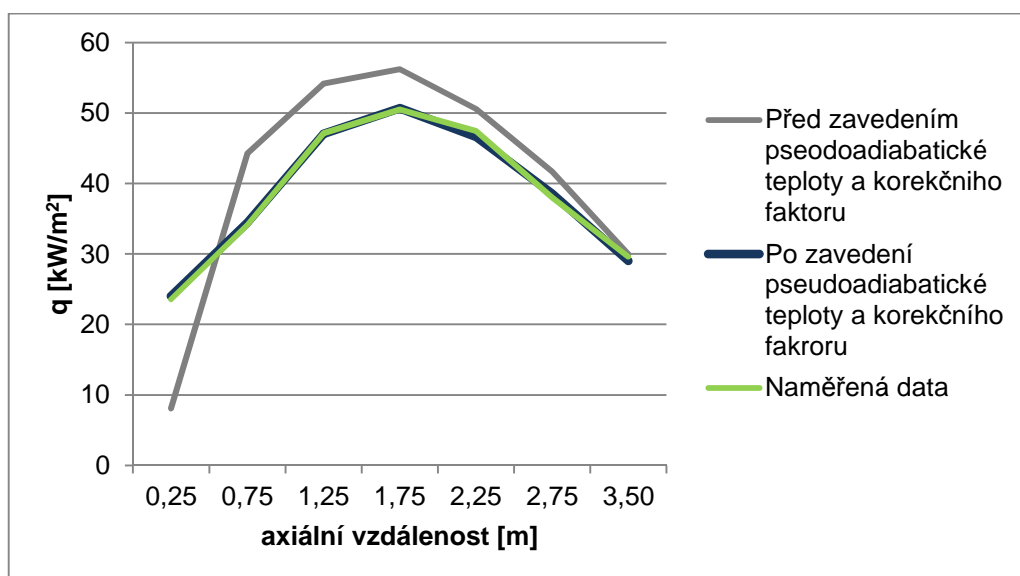
kde Q_{1s} je tepelný tok odvedený stěnami první sekce [W].

Q_c je celkový tepelný tok odvedený stěnami spalovací komory [W].

„Pseudoabiabatická“ teplota je po zavedení korekčního faktoru počítána dle vztahu:

$$T_{aK} = K_{Ta} \cdot T_a. \quad (5.15)$$

Celý výpočet uvedeného upraveného poté probíhá opět iteračně následujícím způsobem: Nejdříve je vypočtena „pseudoadiabatická“ teplota, v prvním kroku je korekce nastavena na hodnotu 1. Poté pokračuje výpočet dle kroků 1 až 10, jako počáteční hodnota střední teploty plynů v první sekci je brána hodnota korigované „pseudoadiabatické“ teploty stanované z rovnic (5.13) až (5.15). Následně je, na základě vypočtených hodnot tepelných toků z celé komory, vyhodnocen nový korekční faktor. Korekční faktor z konce výpočtu je porovnán s korekčním faktorem z předchozího kroku. Výpočet pokračuje do té doby, dokud není rozdíl porovnávaných korekčních faktorů zanedbatelný (menší než 0,001). V okamžiku splnění této podmínky výpočet končí a výsledky jsou považovány za konečné. V grafu 5.1 jsou porovnány výsledky výpočtu (pro stejná vstupní data) před a po zavedení „pseudoadiabatické“ teploty a korekčního faktoru s naměřenými hodnotami pro konkrétní případ.



Graf 5.1 - Porovnání průběhů měrných tepelných toků po axiální délce komory

5.3. Vstupní data a výpočet parametrů spalování

Před spuštěním samotného výpočtu upraveného modelu pístového toku je potřeba zadat a vyhodnotit vstupní data týkající se paliva, spalovacího vzduchu a procesu spalování. Dále je zapotřebí provést výpočet emisivity a měrné tepelné kapacity horkých plynů. Jako palivo byl ve výpočtovém modelu uvažován zemní plyn reálně použitý při experimentálních měřeních zkoušených hořáků.

Vstupní parametry, potřebné pro spuštění výpočtu:

- Objemový tok zemního plynu respektive ekvivalentní množství čistého metanu [$\text{m}^3_{\text{N}}/\text{h}$]. (Použití čistého metanu jako výpočtové náhrady za zemní plyn je z hlediska zjednodušení analýzy spalování velmi výhodné a zároveň nevede ke snížení přesnosti výpočtu).
- Přebytek spalovacího vzduchu n [-]
- Teplota vzduchu [$^{\circ}\text{C}$]
- Relativní vlhkost vzduchu [%]
- Atmosférický tlak [kPa]
- Emisivita stěn komory [-]
- Teplota stěn na straně vody [K]
- Stupeň vyhoření paliva v jednotlivých sekcích stv [% průtoku paliva / 100] (dále bude používáno zkrácení značení stv [%/100]). Ten je vyjádřen jako podíl procentuálního množství paliva, které shoří v dané sekci, k celkovému množství paliva.

Na základě zadané teploty a relativní vlhkosti vzduchu a atmosférického tlaku se vypočte složení spalovacího vzduchu. Výpočet je přitom založen na znalosti standardního složení suchého vzduchu viz tab. 5.1.

Složka	Koncentrace [obj. %]
N_2	78,03
Ar	0,95
CO_2	0,03
O_2	20,99
H_2O	0

Tab. 5.1 – Složení suchého vzduchu [15]

Prvním krokem je výpočet tlaku nasycených par vodní páry, to lze provést pomocí Antoineovy rovnice [15] :

$$\log p^0 = A - \frac{B}{C + t}, \quad (5.16)$$

kde p^0 je tlak nasycených par [kPa].

t je teplota vzduchu [$^{\circ}\text{C}$].

A, B, C jsou experimentálně zjištěné konstanty pro danou látku, pro vodu v plynném stavu jsou hodnoty uvedeny v tab. 5.2.

Teplotní interval	1 až 100 [°C]	100 až 265 [°C]
A	7,19621	7,14258
B	1730,63	1715,7
C	233,426	234,268

Tab. 5.2 - Konstanty Antoineovy rovnice [15]

Po výpočtu tlaku nasycených par vzduchu následuje výpočet *koncentrace vody* (resp. vodní páry) ve vzduchu pro danou teplotu, atmosférický tlak a relativní vlhkost dle vztahu:

$$c_{H_2O} = \frac{p^0}{p_{atm}} \cdot \frac{RV}{100}. \quad (5.17)$$

kde p_{atm} je atmosférický tlak [kPa].

RV je relativní vlhkost vzduchu [%].

Koncentrace všech ostatních složek spalovacího (N_2, Ar, CO_2, O_2) vzduchu je potom vypočtena následovně:

$$c_{N_2, Ar, CO_2, O_2, vv} = c_{N_2, Ar, CO_2, O_2, sv} \cdot (1 - c_{H_2O}), \quad (5.18)$$

kde vv je vlhký vzduch.

sv je suchý vzduch.

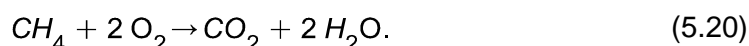
Ekvivalentní množství metanu [$m^3_N \cdot h^{-1}$] se vypočte:

$$V_{CH_4} = \frac{V_{paliva} \cdot LHV_{paliva}}{LHV_{CH_4}}, \quad (5.19)$$

kde V_{paliva} je objemový tok paliva [$m^3_N \cdot h^{-1}$].

LHV jsou výhřevnosti [$kJ \cdot m^{-3}_N$].

Po výpočtu složení spalovacího vzduchu a ekvivalentního množství metanu následuje výpočet *množství spalovacího vzduchu* potřebného pro spálení příslušného množství metanu. Za předpokladu dokonalého spalování je metan spalován podle rovnice:



Na spálení jednoho kilomolu metanu jsou tedy dle rovnice (5.20) potřeba dva kilomoly kyslíku za vzniku jednoho kilomolu oxidu uhličitého a dvou kilomolů vody. Za normálních podmínek ($p_N = 101,325$ kPa, $t_N = 0$ °C) má jeden kilomol plynu objem $22,414$ m^3_N [4]. Díky této skutečnosti může být spalovací rovnice popsána pomocí objemových množství. Za normálních podmínek jsou tak pro dokonalé spálení jednoho metru krychlového metanu

potřeba dva metry krychlové kyslíku za vzniku jednoho metru krychlového oxidu uhličitého a dvou metrů krychlových vody. Potřebné *množství spalovacího vzduchu* $[m^3_N h^{-1}]$ je vypočteno z rovnice:

$$V = \frac{2 \cdot VCH_4}{c_{O_2}} \cdot n, \quad (5.21)$$

kde n je přebytek spalovacího vzduchu [-].

Dalším krokem je výpočet objemových toků jednotlivých složek spalovacího vzduchu na vstupu do spalovací komory:

$$V_{N_2, Ar, CO_2, O_2, H_2O} = V \cdot c_{N_2, Ar, CO_2, O_2, H_2O} \quad (5.22)$$

Na základě zadaných stupňů vyhoření paliva je následně vyhodnocena hodinová spotřeba *metanu* $[m^3_N h^{-1}]$ v jednotlivých sekcích:

$$sCH_4 = VCH_4 \cdot stv, \quad (5.23)$$

Následuje výpočet *spotřeby kyslíku* $[m^3_N h^{-1}]$ potřebného na spálení metanu v příslušné sekci:

$$sO_2 = 2 \cdot sCH_4. \quad (5.24)$$

Následně je vyčísleno množství vznikajícího *oxidu uhličitého* $[m^3_N h^{-1}]$ a vodní páry, dle rovnic:

$$tCO_2 = sCH_4, \quad (5.25)$$

$$tH_2O = sO_2. \quad (5.26)$$

Dalším krokem je výpočet *parciálního tlaku* $[atm]$ produktů spalování, oxidu uhličitého a vodní páry, v proudu plynů v jednotlivých sekcích. Ve výpočtu je zaveden zjednodušující předpoklad, že spalování probíhá za tlaku 1 atm, parciální tlak se vypočte dle rovnice:

$$pp = \frac{tCO_2 + tH_2O}{V_c}, \quad (5.27)$$

kde V_c je celkový objemový tok plynů ve spalovací komoře. Ten je roven součtu toků metanu a vzduchu na vstupu:

$$V_c = V + VCH_4. \quad (5.28)$$

Součinem parciálního tlaku a střední délky paprsku se získá hodnota parametru pL $[atm \cdot m]$, ten bude později využit při určování emisivity. Pro dlouhé válcové komory, kdy $L / D > 2$, je *střední délka paprsku* stanovena dle [1] jako $L_b = D$. Parametr pL se potom pro příslušnou sekci spalovací komory vypočte:

$$pL = pp \cdot L_b. \quad (5.29)$$

Následujícím krokem je výpočet *hmotnostního toku horkých plynů* [kg h^{-1}] v jednotlivých sekcích. Tento tok je složen s nereagujících složek vzduchu (dusíku, argonu, oxidu uhličitého, vodní páry a kyslíku nad stechiometrické množství) a produktů spalování (oxid uhličitý a vodní pára). Přepočet objemových toků na hmotnostní je proveden pro každou složku samostatně pomocí molárních hmotností jednotlivých látek viz tab. 5.3 následovně:

- *Dusík* – množství dusíku je konstantní, jeho hmotnostní tok komorou je:

$$mN_2 = \frac{V_{N_2}}{22.414} \cdot MN_2. \quad (5.30)$$

- *Argon* – množství argonu je také konstantní, jeho hmotnostní tok komorou je:

$$mAr = \frac{V_{Ar}}{22.414} \cdot MAr. \quad (5.31)$$

- *Oxid uhličitý* – jeho množství se během spalování zvyšuje, jeho hmotnostní tok danou sekci je tedy dán součtem množství vstupujícího z předchozí sekce a nově vznikajícího. V první sekci pak bude hmotnostní tok CO_2 následující:

$$mCO_2 = \frac{tCO_2 + V_{CO_2}}{22.414} \cdot MCO_2. \quad (5.32)$$

- *Kyslík* – jeho množství bude klesat podle množství spáleného metanu, nicméně do hmotnostního toku horkých plynů se počítá pouze nadstechiometrické množství kyslíku, který se nebude účastnit reakce:

$$mO_2 = \frac{V_{O_2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right)}{22.414} \cdot MO_2. \quad (5.33)$$

- *Voda* – v případě vodní páry je situace obdobná jako u oxidu uhličitého, hmotnostní tok danou sekci je dán součtem hmotnostního toku na vstupu z předchozí sekce a nově vzniklého množství, pro první sekci bude hmotnostní tok:

$$mH_2O = \frac{tH_2O + V_{H_2O}}{22.414} \cdot MH_2O. \quad (5.34)$$

Látka	Molární hmotnost [kg/kmol]
N_2	28,013
Ar	39,948
CO_2	44,009
O_2	31,998
H_2O	18,015
CH_4	16,043

Tab. 5.3 – Přehled molárních hmotností [3]

Celkový hmotnostní tok [kg h^{-1}] horkých plynů danou sekci je dán součtem hmotnostních toků jednotlivých látek:

$$m = mN_2 + mAr + mCO_2 + mO_2 + mH_2O. \quad (5.35)$$

Na základě spotřeby paliva v jednotlivých sekcích je vypočten *teplo uvolněné spalováním paliva* $[W]$ v jednotlivých sekcích:

$$P = \frac{sCH_4 \cdot LHV}{3.6}, \quad (5.36)$$

kde LHV je výhřevnost metanu, $LHV = 35\,891,685 [kJ \cdot m^{-3}_N]$.

$3,6$ je konstanta sloužící k převodu času (spotřeba CH_4 je uváděna v $[m^3_N \cdot h^{-1}]$).

Na výpočet uvolněného tepla navazuje výpočet tzv. *lokálního objemového příkonu* (*volumetric heat release*) $[W \cdot m^{-3}]$. Je to uvolněné teplo v dané sekci podělené jejím objemem:

$$hf = \frac{P}{\frac{\pi \cdot D_k^2}{4} \cdot Ls}. \quad (5.37)$$

Dalším důležitým výpočtem je výpočet *měrné tepelné kapacity* $[kJ \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}]$ proudu kouřových plynů. Výpočet je proveden dle [4] pomocí polynommické korelace ve dvou krocích, nejdříve pro jednotlivé složky a následovně pro celou směs.

Měrná tepelná kapacita *jednotlivých složek* se dle [11] vypočte následovně:

$$c_{p_{N_2, Ar, CO_2, O_2, H_2O}} = \frac{A + B \cdot T + C \cdot T^2 + D \cdot T^3 + \frac{E}{T^2}}{M} \quad (5.38)$$

kde T je teplota $[K]$.

M je molární hmotnost složky $[kg \cdot kmol^{-1}]$.

A, B, C, D, E jsou konstanty, jejich hodnoty jsou uvedeny v tab. 5.4.

Složka	Konstanty				
	A	B	C	D	E
N_2	23,639	12,546	-4,1363	0,4818	1,7246
Ar	20,808	0	0	0	0
CO_2	31,959	35,708	-15,292	2,3123	-3,7587
O_2	24,337	16,614	-7,4475	1,2461	0,6778
H_2O	25,365	19,329	-3,7982	0,1751	2,5381

Tab. 5.4 – Konstanty mocninného rozvoje [4]

Mezikrokem je výpočet hmotnostních zlomků jednotlivých složek ve směsi plynů:

$$w_{N_2, Ar, CO_2, O_2, H_2O} = \frac{m_{N_2}, m_{Ar}, m_{CO_2}, m_{O_2}, m_{H_2O}}{m}. \quad (5.39)$$

Měrná tepelná kapacita směsi $[kJ \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}]$ se potom vypočte dle rovnice:

$$cp = w_{N_2} \cdot cp_{N_2} + w_{Ar} \cdot cp_{Ar} + w_{CO_2} \cdot cp_{CO_2} + w_{O_2} \cdot cp_{O_2} + w_{H_2O} \cdot cp_{H_2O} \quad (5.40)$$

Posledním výpočtem je stanovení *emisivity* proudu horkých plynů. Emisivita je stanovena bilineární interpolací dat odečtených z grafu 2.1. Z grafu 2.1 jsou odečteny hodnoty součinu parciálního tlaku oxidu uhličitého a vody a střední délky paprsku (19 hodnot), hodnoty teplot (12 hodnot) a odpovídající hodnoty emisivit v uzlových bodech (viz tab. 5.5).

Odečet hodnot emisivit v uzlových bodech je proveden následujícím způsobem: pro každou z 19 hodnot součinu parciálního tlaku a délky paprsku jsou v rozsahu teplot ve 12 bodech odečteny všechny hodnoty emisivit. Takto odečtené emisivity jsou zapsány do pole o 19 řádcích (označení j) a 12 sloupcích (označení k). Určení emisivity pro konkrétní hodnoty pL a T potom probíhá následovně:

- Nejdříve je určena hodnota j (rozsah 1 až 19) tak, že zadaná hodnota pL je porovnávána s hodnotami pL odečtenými z grafu od nejmenší po největší (pořadí 1 až 19), pak hodnota přiřazená j je dána následující podmínkou: zadané pL je rovno některé z odečtených hodnot nebo dokud je pL menší než další odečtená hodnota, je postupováno k další hodnotě.
- V druhém kroku je určena hodnota k (rozsah 1 až 12) tak, že zadaná hodnota T je porovnávána s hodnotami To odečtenými z grafu od nejnižší po nejvyšší (pořadí 1 až 12), pak hodnota přiřazená k je dána následující podmínkou: zadaná T je rovna některé z odečtených teplot nebo dokud je T nižší než další odečtená hodnota, je postupováno k další hodnotě.
- Nyní tedy známe hodnoty j a k . V poli emisivit (označení ya) pak mohou být odečteny čtyři hodnoty emisivit (označení y) a to:

$$y1 = ya[j, k] \quad (5.41)$$

$$y2 = ya[j+1, k] \quad (5.42)$$

$$y3 = ya[j+1, k+1] \quad (5.43)$$

$$y4 = ya[j, k+1] \quad (5.44)$$

- Dalším krokem jsou lineární interpolace pro pL a T , přičemž zadané hodnoty jsou indexovány z , hodnoty odečtené z grafu o a interpolované i :

$$pLi = \frac{pLz - pLo[j]}{pLo[j+1] - pLo[j]} \quad (5.44)$$

$$Ti = \frac{Tz - To[k]}{To[k+1] - To[k]} \quad (5.45)$$

- Posledním krokem je výpočet emisivity:

$$\varepsilon = (1 - pLi) \cdot (1 - Ti) \cdot y1 + pLi \cdot (1 - Ti) \cdot y2 + pLi \cdot Ti \cdot y3 + (1 - pLi) \cdot Ti \cdot y4 \quad (5.46)$$

		T [K]												j
		400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2200	2400	2600	
pL [atm.m]	0,003	0,035	0,03	0,026	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1
	0,0045	0,05	0,04	0,034	0,029	0,023	-	-	-	-	-	-	-	2
	0,006	0,06	0,05	0,043	0,035	0,029	0,023	-	-	-	-	-	-	3
	0,009	0,08	0,06	0,056	0,048	0,038	0,03	0,024	-	-	-	-	-	4
	0,012	0,09	0,08	0,064	0,058	0,048	0,038	0,03	0,024	-	-	-	-	5
	0,018	0,12	0,1	0,086	0,073	0,06	0,05	0,04	0,031	0,025	-	-	-	6
	0,024	0,14	0,11	0,1	0,09	0,07	0,06	0,048	0,038	0,03	-	-	-	7
	0,03	0,15	0,13	0,12	0,11	0,086	0,067	0,056	0,045	0,035	0,029	0,024	-	8
	0,045	0,17	0,15	0,14	0,13	0,11	0,086	0,073	0,058	0,046	0,038	0,031	0,026	9
	0,06	0,21	0,17	0,16	0,15	0,13	0,11	0,083	0,067	0,056	0,046	0,038	0,03	10
	0,09	0,24	0,21	0,19	0,17	0,15	0,13	0,11	0,083	0,067	0,056	0,046	0,038	11
	0,12	0,28	0,25	0,23	0,2	0,17	0,14	0,12	0,1	0,078	0,064	0,054	0,045	12
	0,18	0,31	0,29	0,28	0,24	0,2	0,16	0,14	0,12	0,095	0,077	0,062	0,052	13
	0,24	0,34	0,32	0,3	0,28	0,23	0,19	0,16	0,13	0,11	0,086	0,07	0,058	14
	0,3	0,37	0,34	0,32	0,3	0,25	0,21	0,17	0,14	0,12	0,1	0,077	0,062	15
	0,45	0,42	0,38	0,37	0,33	0,29	0,25	0,21	0,17	0,15	0,12	0,1	0,077	16
	0,6	0,46	0,44	0,42	0,37	0,33	0,29	0,24	0,2	0,17	0,14	0,12	0,1	17
	0,9	0,48	0,48	0,46	0,42	0,37	0,33	0,29	0,25	0,21	0,17	0,15	0,13	18
	1,2	0,5	0,5	0,48	0,46	0,42	0,36	0,32	0,29	0,24	0,2	0,17	0,14	19
k		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	

Tab. 5.5 – Přehled dat odečtených z grafu 2.1

6. Srovnání obdržených výsledků s naměřenými daty

6.1. Dosažené výsledky v konkrétních případech

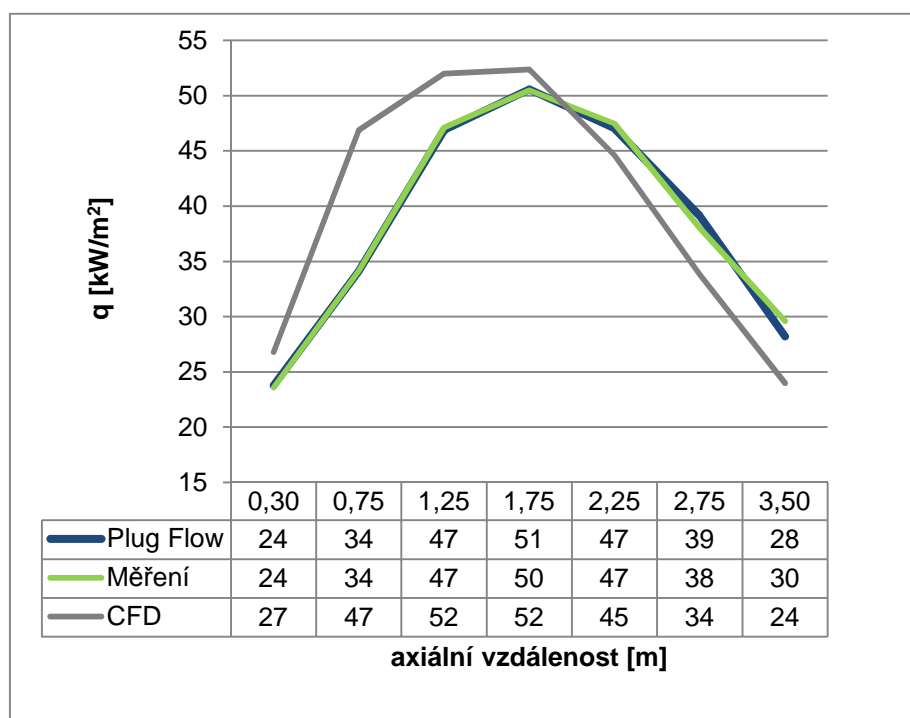
V této kapitole budou ukázány výsledky výpočtů tepelných toků do stěn spalovací komory získané pomocí upraveného modelu pístového toku aplikovaného na konkrétní případy hořáků, pro které byly v rámci experimentální činnosti na ÚPEI provedeny testy a jsou pro ně tedy známa naměřená data [7]. Zároveň budou výsledky upraveného modelu pístového toku porovnány s výsledky CFD (výpočtová dynamika tekutin) simulacemi těchto případů, které byly rovněž v rámci ÚPEI provedeny.

Případ 1 – testován byl hořák s dvoustupňovým přívodem spalovacího vzduchu a jednostupňovým přívodem zemního plynu o výkonu 750 kW. Podmínky experimentálního měření hořáku jsou převzaty z [7] a spolu s nastavením vstupních parametrů pro výpočet upraveným modelem pístového toku jsou uvedeny v tab. 6.1.

Průtok paliva [m ³ n/h]	75,32	Atmosférický tlak [kPa]					99
Přebytek vzduchu [-]	1,1	Relativní vlhkost [%]					60
Teplota vzduchu [°C]	7,11	Emisivita stěn [-]					0,9
Sekce	1	2	3	4	5	6	7
Teplota stěn na straně vody [K]	350	350	350	350	350	350	350
Stupeň vyhoření paliva [%/100]	0,55	0,155	0,14	0,09	0,046	0,008	0,011

Tab. 6.1 – Vstupní parametry

Grafické vyjádření dosažených výsledků a jejich porovnání je vyneseno v grafu 6.1.



Graf 6.1 – Porovnání výsledků pro hořák o výkonu 750 kW

Podrobnější výpis výsledků získaných během výpočtu pomocí upraveného modelu pístového toku je uveden v tab. 6.2.

Sekce	1	2	3	4	5	6	7
q [kW/m ²]	23786,16	34109,49	46904,20	50563,93	47027,04	39139,39	28203,71
q_{rad} [kW/m ²]	22109,33	32131,76	44713,32	48338,13	44882,39	37171,66	26532,16
q_{kon} [kW/m ²]	1676,83	1977,73	2190,89	2225,79	2144,65	1967,73	1671,56
$T_{\text{výstup}}$ [K]	1345,88	1523,78	1602,52	1564,71	1488,59	1354,58	1156,76
$T_{\text{střední}}$ [K]	1291,13	1435,00	1560,00	1580,00	1525,00	1420,00	1255,00
$T_{\text{vnitřní stěny}}$ [K]	517,24	589,82	679,78	705,51	680,65	625,19	548,30

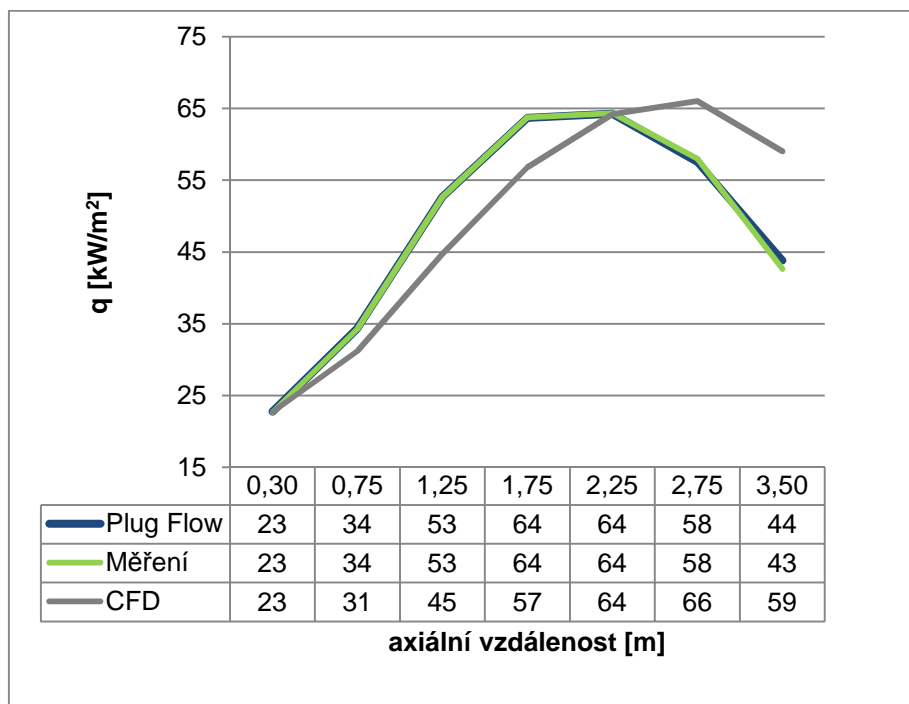
Tab. 6.2 – Detailní výsledky z výpočtu upraveným modelem pístového toku pro hořák 750 kW

Případ 2 – testován byl hořák se stupňovitým přívodem zemního plynu a jednostupňovým přívodem vzduchu o výkonu 1115 kW. Podmínky testu a nastavení vstupních parametrů pro výpočet upraveným modelem pístového toku jsou uvedeny v tab. 6.3.

Průtok paliva [m ³ n/h]	111,9	Atmosférický tlak [kPa]					102,1
Přebytek vzduchu [-]	1,09	Relativní vlhkost [%]					42
Teplota vzduchu [°C]	20,55	Emisivita stěn [-]					0,9
Sekce	1	2	3	4	5	6	7
Teplota stěn na straně vody [K]	350	350	350	350	350	350	350
Stupeň vyhoření paliva [%/100]	0,495	0,16	0,16	0,115	0,06	0,01	0

Tab. 6.3 - Vstupní parametry

Grafické vyjádření dosažených výsledků a jejich porovnání je vyneseno v grafu 6.2.



Graf 6.2 – Porovnání výsledků pro hořák o výkonu 1115 kW

Podrobnější výpis výsledků získaných během výpočtu pomocí upraveného modelu pístového toku je uveden v tab. 6.4.

Sekce	1	2	3	4	5	6	7
q [kW/m ²]	22742,24	34379,16	52692,69	63658,50	64281,79	57576,12	43831,10
q_{rad} [kW/m ²]	20538,95	31690,08	49563,33	60278,36	60897,69	54383,13	41040,85
q_{kon} [kW/m ²]	2203,30	2689,08	3129,35	3380,14	3384,11	3192,98	2790,26
$T_{\text{výstup}}$ [K]	1325,41	1553,89	1716,04	1761,58	1707,81	1582,08	1359,55
$T_{\text{střední}}$ [K]	1270,66	1440,00	1630,00	1735,00	1730,00	1645,00	1470,00
$T_{\text{vnitřní stěny}}$ [K]	509,90	591,72	720,48	797,58	801,96	754,82	658,18

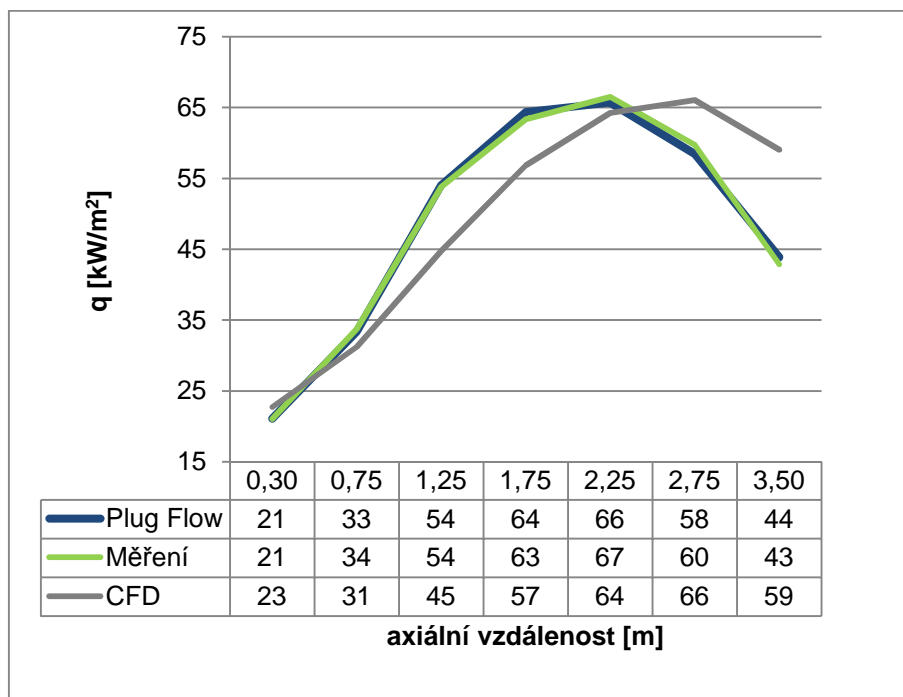
Tab. 6.4 – Detailní výsledky z výpočtu upraveným modelem pístového toku pro hořák 1115 kW

Případ 3 – testován byl hořák se stupňovitým přívodem zemního plynu a jednostupňovým přívodem vzduchu o výkonu 1123 kW. Podmínky testu a nastavení vstupních parametrů pro výpočet upraveným modelem pístového toku jsou uvedeny v tab. 6.5.

Průtok paliva [m³n/h]	112,7	Atmosférický tlak [kPa]						102
Přebytek vzduchu [-]	1,09	Relativní vlhkost [%]						70
Teplota vzduchu [°C]	8,53	Emisivita stěn [-]						0,9
Sekce	1	2	3	4	5	6	7	
Teplota stěn na straně vody [K]	350	350	350	350	350	350	350	
Stupeň vyhoření paliva [%/100]	0,475	0,18	0,165	0,105	0,075	0	0	

Tab. 6.5 – Vstupní parametry

Grafické vyjádření dosažených výsledků a jejich porovnání je vyneseno v grafu 6.3.



Graf 6.3 – Porovnání výsledků pro hořák o výkonu 1123 kW

Podrobnější výpis výsledků získaných během výpočtu pomocí upraveného modelu pístového toku je uveden v tab. 6.6.

Sekce	1	2	3	4	5	6	7
q [kW/m ²]	21101,09	33377,03	54076,95	64382,73	65685,52	58435,47	43873,12
q_{rad} [kW/m ²]	18968,01	30712,20	50901,19	60965,99	62249,61	55206,49	41071,24
q_{kon} [kW/m ²]	2133,08	2664,83	3175,75	3416,74	3435,91	3228,98	2801,88
$T_{\text{výstup}}$ [K]	1289,73	1564,00	1732,85	1759,82	1730,19	1585,43	1363,68
$T_{\text{střední}}$ [K]	1241,32	1425,00	1645,00	1745,00	1745,00	1655,00	1470,00
$T_{\text{vnitřní stěny}}$ [K]	498,36	584,67	730,21	802,67	811,83	760,86	658,47

Tab. 6.6 – Detailní výsledky z výpočtu upraveným modelem pístového toku pro hořák 1123 kW

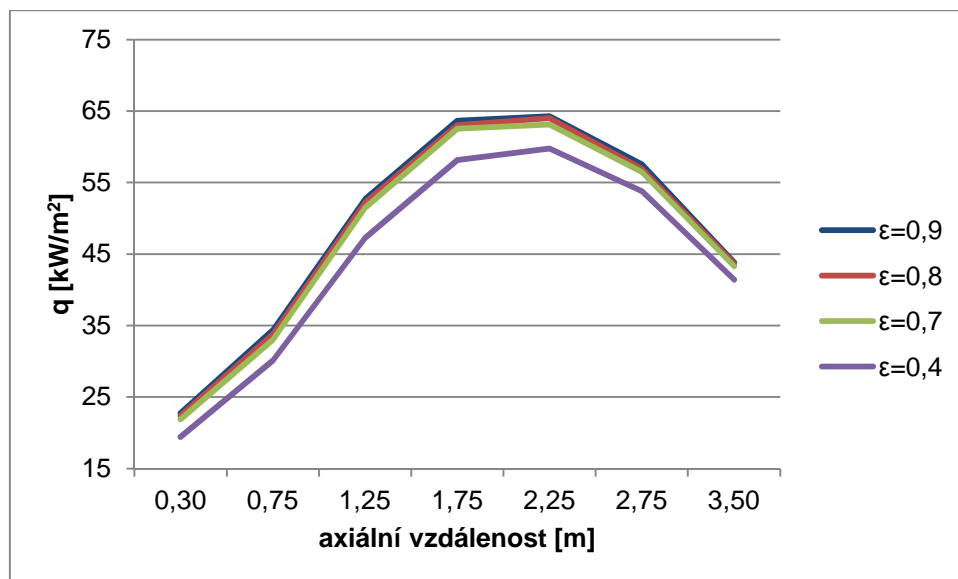
6.2. Vliv volby vstupních parametrů

Výsledky výpočtů v předchozí kapitole jasně naznačují, že pro přesnost výpočtu je rozhodující správná volba vstupních parametrů týkajících se spalovací komory, to znamená volba emisivity stěn, teploty stěn na straně vody a stupňů vyhoření paliva v jednotlivých sekcích komory.

6.2.1. Vliv emisivity

Pro test závislosti výsledku na volbě emisivity byl zvolen *případ 2* z předchozí kapitoly (hořák o výkonu 1115 kW). Emisivita vnitřních ocelových stěn komory se reálně bude pohybovat v rozmezí od 0,8 do 0,9 [7]. Z grafu 6.4 a tab. 6.7 je jasně patrné, že pokud se zvolená emisivita pohybuje v tomto rozmezí, je ovlivnění výsledku v podstatě zanedbatelné. Například rozdíl tepelných toků v páté sekci mezi případem volby emisivity 0,7 a 0,9 je

cca 1,16 kW, pokles radiačního toku o cca 2 % je částečně kompenzován růstem konvekce o cca 2,5 %. K výraznému poklesu tepelného toku dochází až při značném podhodnocení emisivity, v uváděném případě je toto podhodnocení reprezentováno emisivitou 0,4.



Graf 6.4 – Tepelné toky v závislosti na volbě emisivity vnitřních stěn komory

Podrobnější výpis výsledků získaných během analýzy vlivu emisivity upraveného modelu pístového toku je uveden v tab. 6.7.

Sekce		1	2	3	4	5	6	7
		q [kW/m ²]						
ε	0,9	22,74	34,38	52,69	63,66	64,28	57,58	43,83
	0,8	22,35	33,77	52,20	63,03	64,03	56,96	43,67
	0,7	21,87	33,02	51,49	62,53	63,12	56,50	43,28
	0,4	19,41	30,12	47,26	58,15	59,75	53,80	41,41

Tab. 6.7 – Porovnání měrných tepelných toků v závislosti na volbě emisivity

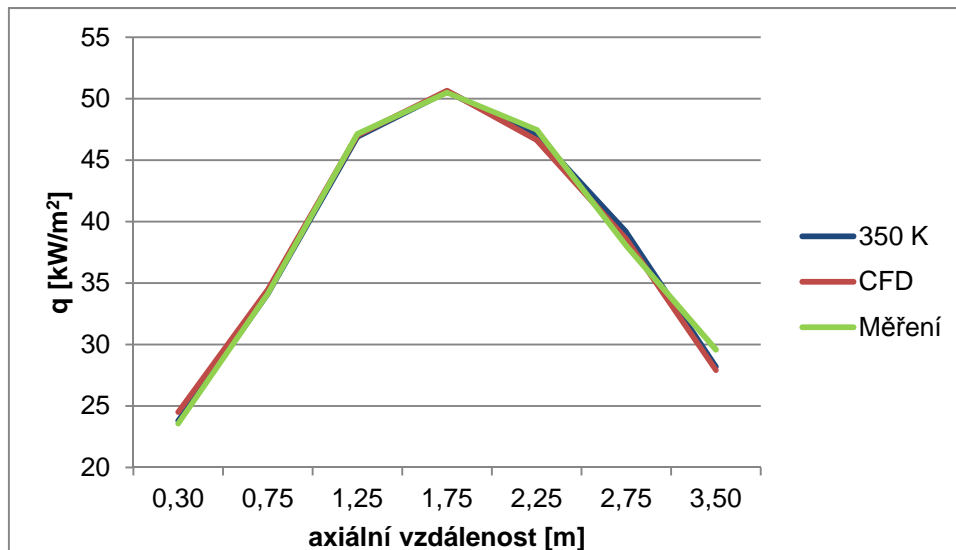
6.2.2. Vliv teploty stěn na straně vody

Teplota stěn na straně vody je ovlivněna několika faktory – průtokem a teplotou chladicí vody na vstupu do příslušné sekce a tepelným tokem do stěn uvnitř komory. Změna teploty stěn na straně vody má za následek změnu přenášeného tepelného toku, zároveň však nejsou průtoky vody jednotlivými sekcemi konstantní [6]. Teplota stěn na straně vody navíc není měřena ani během testování. Proto je v případě použití upraveného modelu pístového toku pro výpočet nejsnazší uvažovat teplotu stěn na straně vody stejnou po celé délce komory. Při správném odhadu teploty stěn na straně vody jsou výsledky výpočtu v dobré shodě s naměřenými daty. Ve všech výše uváděných případech proto byla volena teplota stěn na straně vody 350 K ve všech sekcích.

Pro posouzení citlivosti modelu na volbu této teploty byl využit *případ 1* (test hořáku 750 kW). V grafu 6.5 a tab. 6.9 jsou uvedeny výsledky velikosti tepelných toků do stěn komory pro případ uvažování konstantní teploty stěn a pro případ nastavení teplot stěn v každé sekci samostatně. Pro toto porovnání byly využity vážené průměry teplot stěn v jednotlivých sekcích získané pomocí CFD modelu viz tab. 6.8.

Sekce		1	2	3	4	5	6	7
		Teplota stěn na straně vody [K]						
Varianta	350 K	350	350	350	350	350	350	350
	CFD	338,15	354,05	376,15	379,15	375,65	363,05	343,15
	Rozdíl	11,85	-4,05	-26,15	-29,15	-25,65	-13,05	6,85

Tab. 6.8 – Teploty stěn na straně vody [6]



Graf 6.5 – Měrné tepelné toky do stěn komory získané upraveným modelem pístového toku pro hodnoty teplot stěn na straně vody obdržené z různých zdrojů (měření, CFD)

Z uvedených výsledků je patrné, že volba teploty stěn na straně vody 350 K použitá jako základní nastavení v upraveném modelu pístového toku je odpovídající, rozdíly tepelných toků (tab. 6.9) při nastavení různých teplot na straně vody jsou v řádech desetin.

Sekce		1	2	3	4	5	6	7
		q [kW/m²]						
Varianta	350 K	23,79	34,11	46,90	50,56	47,03	39,14	28,20
	CFD	24,51	34,47	47,02	50,65	46,64	38,56	27,91
	Měření	23,56	34,14	47,13	50,49	47,47	38,02	29,58

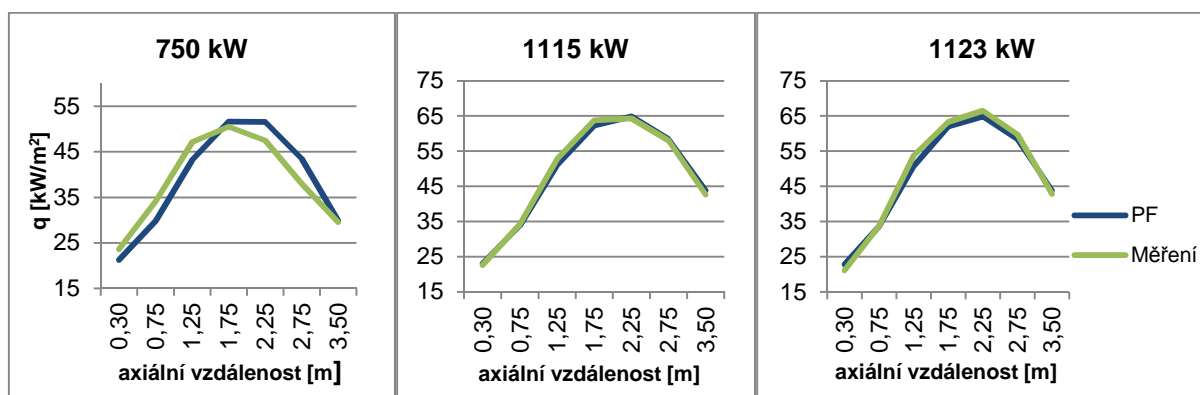
Tab. 6.9 – Měrné tepelné toky do stěn komory pro různé hodnoty teplot stěn na straně vody

6.2.3. Vliv stupňů vyhoření paliva

Zásadní vliv na přesnost výpočtu má volba stupňů vyhoření paliva v jednotlivých sekcích komory. Na přesnosti jejich odhadu je přímo závislé teplo uvolněné spalováním paliva v jednotlivých sekcích, na základě kterého jsou určeny teploty a tepelné toky. Stupně vyhoření paliva v uvedených třech příkladech byly stanoveny tak, aby výsledky získané pomocí modelu pístového toku byly co nejvíce ve shodě s naměřenými daty. Nicméně i velmi hrubý odhad přináší poměrně zajímavé výsledky. Tento fakt je ukázán v grafu 6.6 a tab. 6.11. Pro všechny případy byly nastaveny stupně vyhoření v jednotlivých sekcích na stejné hodnoty, viz tab. 6.10.

Sekce	1	2	3	4	5	6	7
Stupeň vyhoření [%/100]	0,50	0,15	0,15	0,12	0,08	0,00	0,00

Tab. 6.10 – Stupně vyhoření v jednotlivých sekcích



Graf 6.6 – Měrné tepelné toky do stěn komory pro tři rozdílné výkony hořáku

Sekce		1	2	3	4	5	6	7
		Odchylka výsledku od naměřených dat [%]						
Hořák	750 [kW]	-10	-13	-8	2	9	14	1
	1115 [kW]	2	-1	-3	-2	1	1	3
	1123 [kW]	8	0	-6	-2	-2	-2	2

Tab. 6.11 – Porovnání výsledků modelu s naměřenými daty

Tyto výsledky naznačují jistou závislost mezi výkonem a typem hořáku, množstvím spalovacího vzduchu a stupni vyhoření paliva v jednotlivých sekcích, což je dáno hydraulickými poměry v komoře. Nicméně pro hlubší závěry v tomto směru není v současné době k dispozici dostatečné množství naměřených dat.

6.3. Zhodnocení výsledků

Porovnáním výsledků upraveného modelu pístového toku s naměřenými daty a daty z výsledků CFD simulací byla posouzena schopnost tohoto modelu predikovat tepelné toky do stěn spalovací komory. Dále byl posouzen vliv volby vstupních parametrů na přesnost výpočtu. Bylo zjištěno, že při korektním zadání vstupních parametrů jsou získané výsledky ve velmi dobré shodě s naměřenými daty. Při posuzování ovlivnění výsledků výpočtu jednotlivými vstupními parametry byly zjištěny tyto skutečnosti:

- Volba hodnoty emisivity v určitém rozsahu odpovídajícímu danému materiálu má na výsledky výpočtu minimální vliv.
- Zvolená teplota stěn komory na straně vody byla vyhodnocena jako odpovídající, skutečné teploty stěn nebyly při experimentálních testech hořáků zjišťovány. Při porovnání zvolené teploty s teplotami získanými z CFD simulací, jejichž rozdíly se pohybovaly v řádech desítek Kelvinů, bylo v tomto rozsahu teplot zjištěno pouze malé ovlivnění výsledků. Volba teploty stěn na straně vody má nejvýraznější vliv na velikost konvekčního tepelného toku. Podíl konvekčního tepelného toku vzhledem

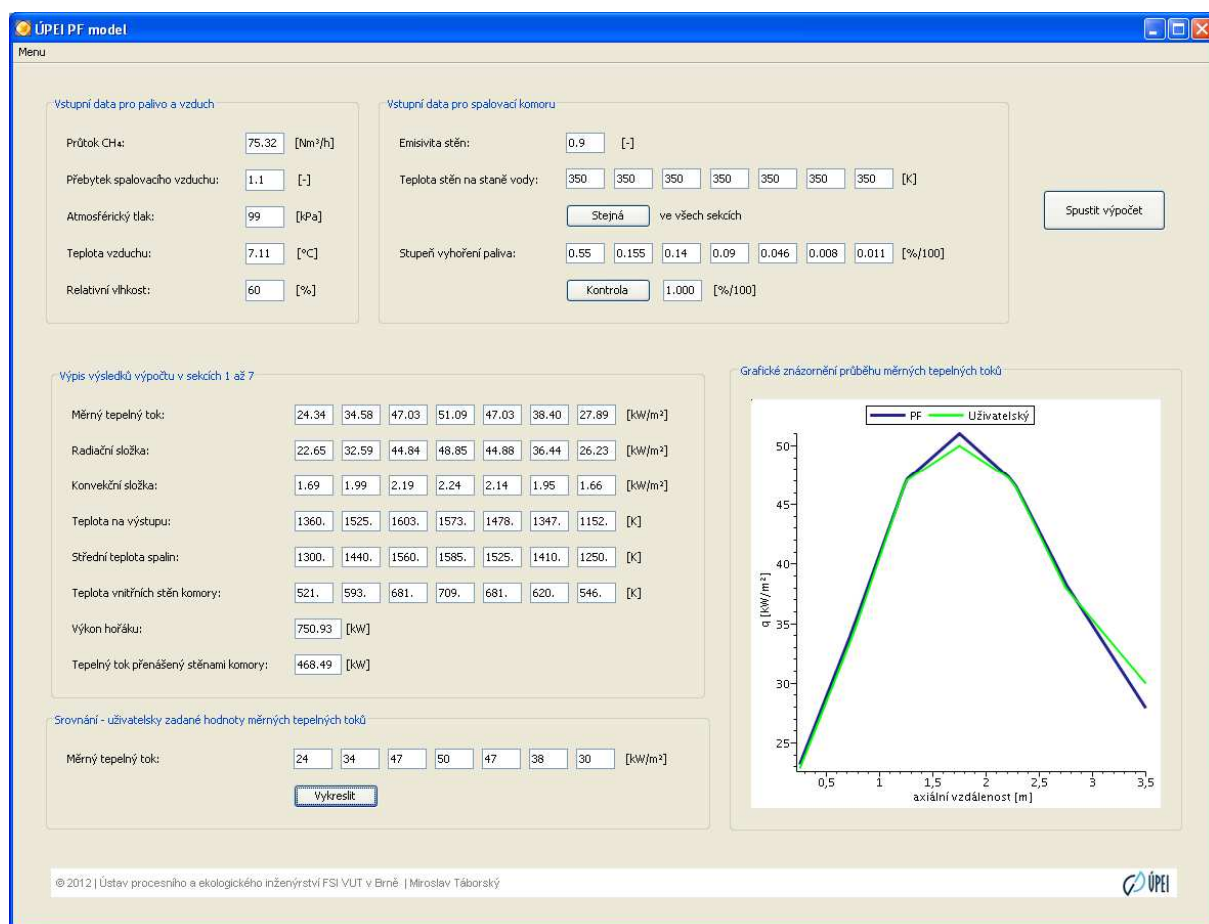
k celkovému toku však obecně dosahuje ve spalovacích komorách hodnot v rozsahu 5 – 10 % [6]. Tento předpoklad byl také ve výpočtu splněn (viz tab. 6.2, 6.4, 6.6). V případě tohoto modelu lze také pohlížet na teplotu stěn na straně vody jako na teplotu požadovanou.

- Parametrem zásadně ovlivňujícím výsledky výpočtu jsou stupně vyhoření paliva v jednotlivých sekcích, což je zároveň největším nedostatkem tohoto modelu. Jak bylo již uvedeno v předchozí kapitole, zjištěné hodnoty stupňů vyhoření mají souvislost s výkonem hořáku a množstvím vstupního vzduchu, což je dáno do značné míry tvarem spalovací komory, nicméně pro vyvození hlubších závislostí a potvrzení tohoto předpokladu bylo k dispozici malé množství experimentálních dat. Z druhé strany však lze na stupně vyhoření pohlížet jako na parametr nastavení hořáku – pro dosažení příslušných tepelných toků v jednotlivých sekcích musí být hořák nastaven tak, aby v každé sekci došlo k vyhoření příslušného množství paliva.

Pro kvalitativní vyhodnocení dosažených výsledků, především teplot v jednotlivých sekcích, nebyly k dispozici potřebné data z experimentů. Měření teplot uvnitř spalovací komory nebylo prováděno, protože experimenty byly soustředěny především na zjištění množství oxidů dusíku ve spalinách.

7. Závěr

V současnosti existují v podstatě tři možné přístupy ke zkoumání spalovacího procesu. Jde konkrétně o experimentální, numerické simulační (CFD) a aktuálně poněkud opomíjené analytické metody. Experimentální metody jsou stále nejspolehlivějším a nej přesnějším přístupem ve výzkumu spalovacího procesu, jejich nespornou výhodou je možnost získat detailní soubor dat týkajících se proudění, chemického složení, sdílení tepla a v neposlední řadě umožňují i vizuální pozorování. Na druhou stranu jsou nejnáročnější z finančního a často i časového hlediska. Hlavní výhodou numerických CFD simulačních systémů pro simulace proudění je jejich použitelnost ve velmi širokém spektru aplikací, nižší náklady a časová náročnost oproti experimentům a možnost detailní analýzy všech uvažovaných parametrů. Hlavním nedostatkem je nemožnost kvantifikovaného odhadu chyb, v tomto směru jsou rozhodující znalosti a zkušenosti CFD analytika [5]. Největší výhodou analytických metod je jejich jednoduchost a tím i rychlost výpočtu. Zápor je naopak skutečnost, že jsou obvykle aplikovatelné pouze na jednodušší úlohy, nicméně je potřeba si uvědomit, že snadné řešení problému analytickou cestou nemusí být jednoduché v případě použití jiných přístupů. V této práci bylo prokázáno, že i poměrně jednoduchý analytický výpočetní model může, za jistých omezujících okolností, poskytnout výsledky, které jsou ve velmi dobré shodě se skutečnými experimentálně zjištěnými daty.



Obr. 7.1 – Okno vytvořeného Mapletu

Výstupem této diplomové práce je model pro výpočet tepelných toků do stěn spalovací komory umístěné na zkušební hořáku ÚPEI. Výpočet byl sestaven v software Maple 15 úpravou modelu pístového toku používaného pro výpočet tepelných toků do teplosměnných

ploch procesních pecí. Na základě tohoto výpočtu byl vytvořen Maplet viz obr. 7.1, což je programová aplikace, jejíž grafické uživatelské prostředí umožňuje rychlé zadání vstupních dat a přehledné zobrazení výsledků. Maplet lze spouštět přímo v sw Maple nebo pomocí programu MapletViewer. Výhodou Mapletu, kromě jeho přehlednosti, je i možnost jeho kombinace se serverovou aplikací MapleNet. Maplet je pak přístupný ze sítě a lze s ním pracovat v rámci webového prohlížeče bez nutnosti instalace software Maple v počítači.

Seznam použité literatury

- [1] HEWITT, G. *Preprocess Heat Transfer*. Boca Raton: CRC Press, 1994. 1042 p. ISBN 08-493-9918-1.
- [2] ANNARATONE, Donatello. *Steam generators: description and design*. Berlin: Springer, 2008. 427 p. ISBN 35-407-7714-8.
- [3] GREEN, DON W, PERRY a ROBERT H. *Perry's chemical engineers' handbook*. 8th ed. New York: McGraw-Hill, 2008. 2851 p. ISBN 00-714-2294-3.
- [4] STEHLÍK, Petr. *Termofyzikální vlastnosti. Tepelné pochody. Teoretické základy oboru*. 1. vyd. Brno: VUT Brno, 1992, 69 s. ISBN 80-214-0428-0.
- [5] HÁJEK, Jiří. *Modelování s využitím CFD – I. Studijní materiál pro 2. stupeň magisterského studia*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2008. 106 s.
- [6] BĚLOHRADSKÝ, P. *Metody pro určování charakteristických parametrů procesů spalování na bázi experimentů a modelování*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2010. 143 s. Vedoucí dizertační práce prof. Ing. Petr Stehlík, CSc.
- [7] FLIR. *Flir Reporter Professional, User's manual*. 2010. 194 p. Publ. No. 1558567
- [8] JEGLA, Z. *Tepelné pochody – základní mechanismy sdílení tepla. Studijní materiál pro 2. stupeň magisterského studia*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2010. 4 s.
- [9] JEGLA, Z. *Tepelné pochody – Sdílení tepla konvencí. Studijní materiál pro 2. stupeň magisterského studia*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2010. 4 s.
- [10] Wienův posunovací zákon. In: *Wikipedia: the free encyclopedia* [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2001-2012, 21. 2. 2012 [cit. 15. března 2012]. Dostupné z: http://cs.wikipedia.org/wiki/Wien%C5%AFv_posunovac%C3%AD_z%C3%A1kon
- [11] FURNACES. In: *THERMOPEDIA* [online]. 2010-2012. 14. 2. 2011 [cit. 16. března 2012]. Dostupné z: <http://www.thermopedia.com/content/796/>
- [12] Ukázka témat bakalářských prací na ÚPEI. *Ústav procesního a ekologického inženýrství, Fakulta strojního inženýrství, Vysoké učení technické v Brně* [online]. 2009-2012, 6. 4. 2012 [cit. 20. dubna 2012]. Dostupné z: <http://www.upei.fme.vutbr.cz/zpravy/nws/1333706400>
- [13] Energetika ve světě. ČEZ [online]. 2012, [cit. 21. dubna 2012]. Dostupné z: <http://www.cez.cz/cs/pro-media/cisla-a-statistiky/energetika-ve-svete.html#kontejner>

- [14] Zkušebna hořáků na plynná a kapalná paliva. *Ústav procesního a ekologického inženýrství, Fakulta strojního inženýrství, Vysoké učení technické v Brně* [online]. 2009-2012, [cit. 22. dubna 2012]. Dostupné z: <<http://www.upei.fme.vutbr.cz/veda-vyzkum/experimentalni-zakladna-zkusebna-horaku>>

Přílohy

CD s následujícím obsahem:

- Výpočtová predikce charakteristických parametrů procesu spalování.pdf